

STREUUNG POLARISierter NEUTRONEN
AN ARGON UND UNTERSUCHUNG
DES KOMPLEXEN
SPIN-BAHN-POTENTIALS

von

Ulrich Schneidereit

aus

Neustadt an der Orla

*Diss.
Erlangen
1985*

1985 № 176

**STREUUNG POLARISierter NEUTRONEN
AN ARGON UND UNTERSUCHUNG
DES KOMPLEXEN
SPIN-BAHN-POTENTIALS**

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Ulrich Schneidereit

aus

Neustadt an der Orla

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:

10. Februar 1985

Vorsitzender der Promotionskommission: Professor Dr. K. Brodersen

Erstberichterstatte: Professor Dr. E. Finckh

Zweitberichterstatte: Professor Dr. A. Hofmann

Inhaltsverzeichnis

Vorwort

I. Die geographische Lage	1
1.1. Die Lage	1
1.2. Die Lage	1
1.3. Die Lage	1
1.4. Die Lage	1
1.5. Die Lage	1
1.6. Die Lage	1
1.7. Die Lage	1
1.8. Die Lage	1
1.9. Die Lage	1
1.10. Die Lage	1
1.11. Die Lage	1
1.12. Die Lage	1
1.13. Die Lage	1
1.14. Die Lage	1
1.15. Die Lage	1
1.16. Die Lage	1
1.17. Die Lage	1
1.18. Die Lage	1
1.19. Die Lage	1
1.20. Die Lage	1
1.21. Die Lage	1
1.22. Die Lage	1
1.23. Die Lage	1
1.24. Die Lage	1
1.25. Die Lage	1
1.26. Die Lage	1
1.27. Die Lage	1
1.28. Die Lage	1
1.29. Die Lage	1
1.30. Die Lage	1
1.31. Die Lage	1
1.32. Die Lage	1
1.33. Die Lage	1
1.34. Die Lage	1
1.35. Die Lage	1
1.36. Die Lage	1
1.37. Die Lage	1
1.38. Die Lage	1
1.39. Die Lage	1
1.40. Die Lage	1
1.41. Die Lage	1
1.42. Die Lage	1
1.43. Die Lage	1
1.44. Die Lage	1
1.45. Die Lage	1
1.46. Die Lage	1
1.47. Die Lage	1
1.48. Die Lage	1
1.49. Die Lage	1
1.50. Die Lage	1
1.51. Die Lage	1
1.52. Die Lage	1
1.53. Die Lage	1
1.54. Die Lage	1
1.55. Die Lage	1
1.56. Die Lage	1
1.57. Die Lage	1
1.58. Die Lage	1
1.59. Die Lage	1
1.60. Die Lage	1
1.61. Die Lage	1
1.62. Die Lage	1
1.63. Die Lage	1
1.64. Die Lage	1
1.65. Die Lage	1
1.66. Die Lage	1
1.67. Die Lage	1
1.68. Die Lage	1
1.69. Die Lage	1
1.70. Die Lage	1
1.71. Die Lage	1
1.72. Die Lage	1
1.73. Die Lage	1
1.74. Die Lage	1
1.75. Die Lage	1
1.76. Die Lage	1
1.77. Die Lage	1
1.78. Die Lage	1
1.79. Die Lage	1
1.80. Die Lage	1
1.81. Die Lage	1
1.82. Die Lage	1
1.83. Die Lage	1
1.84. Die Lage	1
1.85. Die Lage	1
1.86. Die Lage	1
1.87. Die Lage	1
1.88. Die Lage	1
1.89. Die Lage	1
1.90. Die Lage	1
1.91. Die Lage	1
1.92. Die Lage	1
1.93. Die Lage	1
1.94. Die Lage	1
1.95. Die Lage	1
1.96. Die Lage	1
1.97. Die Lage	1
1.98. Die Lage	1
1.99. Die Lage	1
1.100. Die Lage	1

Meinen Eltern und
meiner Gisela

	Seite
Zusammenfassung	1
I Einleitung	2
II Der experimentelle Aufbau	3
1 Die Komponenten	4
1.1 Die Streukammer	4
1.2 Kollimierung und Abschirmung	5
1.3 Die Streuanordnung	6
1.3.1 Die Detektoren	6
1.3.2 Das Target	8
1.3.3 Der Monitor	11
2 Die Elektronik	11
2.1 Aufnahme-Elektronik	11
2.2 Die n- γ -Diskriminationsüberwachung	14
III Die Daten	15
1 Die Messung	15
2 Auswertung von Protonenrückstoßspektren	16
3 Fehlerbetrachtung	16
4 Absolutnormierung der differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte	19
5 Korrektur der Daten auf Mehrfachstreuung und endliche Geometrie	21
IV Theorie	22
1 Das phänomenologische Optische Modell	22
2 Methode der gekoppelten Kanäle	22
3 Bemerkungen zum imaginären Spin-Bahn-Potential	22
V Analyse und Diskussion	25
1 Die elastische Streuung	25
1.1 Vorbemerkungen	25
1.2 Vergleich mit globalen Parametersätzen	26
1.3 Die Analyse der elastischen Streuung an Argon	26
1.3.1 Die Beschreibung der Daten ohne ein imaginäres Spin-Bahn-Potential	26

1.3.2	Die Einführung des imaginären Spin-Bahn-Potentials	32
1.3.3	Die Untersuchung der Geometrien des imaginären Spin-Bahn-Potentials	39
1.4	Der Vergleich ^{40}Ar mit ^{40}Ca	47
1.4.1	Der gemeinsame Parametersatz	47
1.4.2	Die Bestimmung der isospinabhängigen Anteile der Potentiale	53
1.4.3	Die Tiefe des W_{so} und die Bestimmung der Größen a_{so} und r_{wso}	54
2	Die inelastische Streuung	57
2.1	Coupled-Channels-Analyse des 2^+ -Zustandes von Argon	57
2.2	Die Bestimmung der β_{c} -Werte	57
2.3	Bemerkungen zum imaginären Spin-Bahn-Potential	61
VI	Schlußbemerkung	64
Anhang A	Die experimentellen Daten	65
Anhang B	Das Helium-Hochdruckpolarimeter	68
Anhang C	Tabelle der Parametersätze	70
Literatur		72

Zusammenfassung

An der Erlanger Streuanordnung für polarisierte Neutronen wurden Messungen an flüssigem Argon bei 11 und 13.5 MeV durchgeführt. Dabei wurde der experimentelle Aufbau der Anordnung auf 23 Detektoren erweitert. Die Verstärkung eines jeden Detektors wird über Hochspannungsnachregelung stabilisiert.

Bei der Messung von flüssigem Argon wurde ein dünnwandiges Aluminiumdewar eingesetzt, dessen Füllmenge mit einer Nachfülleinrichtung konstant gehalten wurde. Der Untergrund durch diesen Dewar beträgt nur 9% der Argon- Zählrate. Die Analyse der Daten (Analysierstärke, differentielle Wirkungsquerschnitte und σ_{tot}) zeigte, daß die Verwendung eines imaginären Spin- Bahn- Potentials im Rahmen des Optischen Modells die Beschreibung der Messung wesentlich verbessert.

Eine Untersuchung der Geometrien des Spin- Bahn- Potentials führte zu kleineren Werten der Diffusenness $a_{\text{so}} \approx 0.5$ fm als von globalen Parametersätzen vorgeschlagen wird. Für den Radius des Imaginärterms des Spin- Bahn- Potentials ergab die Analyse einen Wert $r_{\text{wso}} \approx 1.38$ fm, der erheblich über dem realen Spin- Bahn- Radius liegt. Die Größe der imaginären Spin- Bahn- Diffusenness a_{wso} tendiert zu kleineren Werten als 0.5 fm.

Vergleichsrechnungen mit Neutronendaten an ^{40}Ca ermöglichen eine gemeinsame Beschreibung beider Kerne und beinhalten ebenfalls im Ergebnis ein imaginäres Spin- Bahn- Potential. Aus den Rechnungen konnten die isospinabhängigen Anteile der Potentiale abgeschätzt werden.

Aus der Analyse des ersten angeregten Zustandes von ^{40}Ar konnten die Werte der Kopplungskonstanten der Quadrupoldeformation zu $\beta_c = 0.23 \pm 0.02$ bestimmt werden.

Die gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte stimmen mit anderen Messungen gut überein.

I Einleitung

Differentielle Wirkungsquerschnitte für die elastische und inelastische Neutronenstreuung wurden an einer Reihe von Kernen gemessen, so auch an ^{40}Ar (Bea 67). Anders als bei der Protonenstreuung sind aber nur wenige Experimente mit polarisierten Neutronen durchgeführt worden. Speziell können aber nur daraus gewonnene Daten zuverlässige Aussagen über das reelle und imaginäre Spin-Bahn-Potential liefern. In neueren Arbeiten gibt es Hinweise darauf, daß die Geometrie des reellen Anteils des Spin-Bahn-Potentials für Neutronen- und Protonenstreuung an leichteren Kernen unterschiedlich ist (Woy 83), (Böt 83,2), (Flo 81).

Die Notwendigkeit bei der Betrachtung des komplexen Spin-Bahn-Potentials einen nicht vernachlässigbar kleinen Imaginärteil einzuführen wird unterschiedlich behandelt. Bei Neutronendaten von ^{54}Fe und ^{65}Cu (Flo 81) und von ^{40}Ca (Tor 82) wird die Einführung eines solchen Terms notwendig, während bei ^{28}Si (Böt 83,1) kein Hinweis auf diese Größe in Erscheinung tritt. Ähnlich zwiespältige Aussagen ergeben sich aus Protonen-Streuxperimente, wobei einige Autoren (Sat 67), (Swi 68), (Hal 77) keinen imaginären Spin-Bahn-Term diskutieren, von Mackintosh (Mac 78) bei der Analyse von ^{40}Ca dieser aber eingeführt wird.

Bei Einführung eines solchen imaginären Spin-Bahn-Potentials muß auch seine Geometrie untersucht werden. Bisher wurde Geometriegleichheit von Imaginär- und Realanteil des Spin-Bahn-Potentials bei Analysen angenommen. In theoretischen Abhandlungen gibt es aber Hinweise auf einen Unterschied der beiden Radien (Bri 78).

Rechnungen der Argon- und Calciumdaten in einer gemeinsamen Analyse sollten die Frage nach einem imaginären Spin-Bahn-Potential in konsistenterer Weise beantworten, als es in einer singulären Untersuchung möglich ist.

Wird der differentielle Wirkungsquerschnitt des ersten angeregten Zustandes aus der Neutronenstreuung mittels einer Analyse über gekoppelte Kanäle berücksichtigt, sollte die Größe des Deformationsparameters näher bestimmt werden können.

II Der experimentelle Aufbau

Zusammen mit der in Erlangen zur Verfügung stehenden Ausstattung (EN-Tandembeschleuniger und einer LSQ zur Produktion eines vektorpolarisierten Deuteronenstrahls) wurde eine Anlage zur Messung der polarisierten Neutronenstreuung aufgebaut (Böt 83,1).

Das Meßprinzip besteht darin, gleichzeitig mit 23 Detektoren die Protonenrückstoßspektren aufzunehmen. Die erreichte Energieauflösung ist mit der von Flugzeitexperimenten durchaus vergleichbar. Der beschleunigte polarisierte Deuteronenstrahl erzeugt über die Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$ in einer Gaszelle polarisierte Neutronen, die nach Kollimierung und Abschirmung einen geometrisch wohldefinierten Strahl bilden, der in die Sektion des Aufbaus eintritt, welcher die Streuanordnung enthält. In Abb.1 ist die klare Zweiteilung des Aufbaus in Neutronenerzeugungsabschnitt und Meßbereich dargestellt. Die beiden Bereiche sind durch eine Mauer, die den Kollimator beinhaltet, sehr gut gegeneinander abgeschirmt. Somit kann mit offenen Detektoren gearbeitet werden.

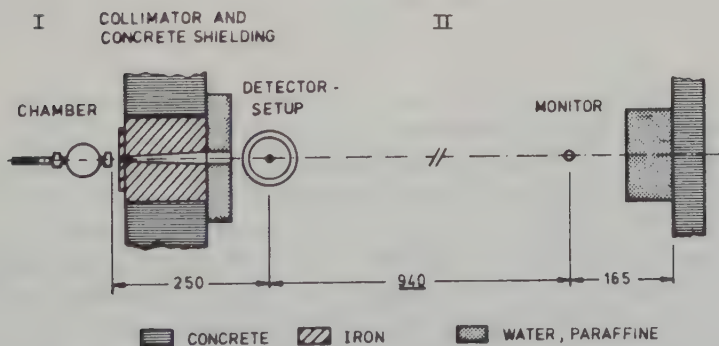


Abb.1: Gesamtansicht des experimentellen Aufbaus. Angegebene Maße in cm

1 Die Komponenten

1.1 Die Streukammer

Abb.2 zeigt die Streukammer mit ihren Bauteilen.

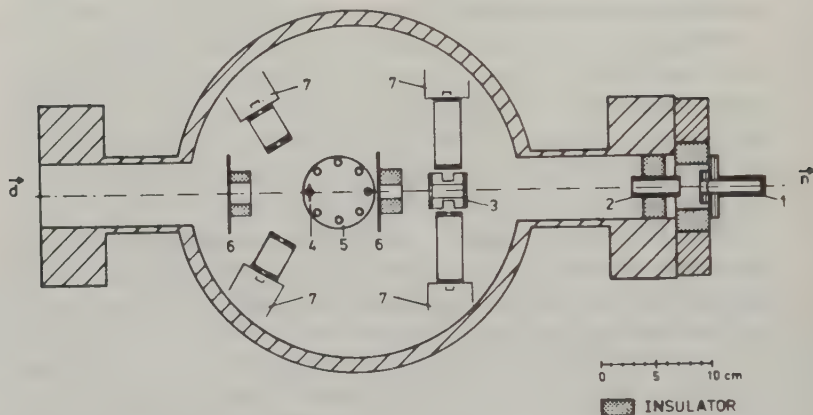


Abb.2: Streukammer: 1-Deuteronengaszelle, 2-Repeller, 3-Helumpolarimeter
4-Kohlenstofftarget, 5-Targetrevolver, 6-Tantalblenden, 7-Halbleiterdetektoren

Der vom Beschleuniger aus eintretende vektorpolarisierte d-Strahl wird zuerst durch eine 7 mm Tantalblende geführt. Dadurch wird der Strahldurchmesser auf die Größe des nachfolgenden C-Targets begrenzt. Dieses C-Target mit zwei Halbleiterdetektoren bildet ein Polarimeter zur Überwachung der Strahlpolarisation. Gleichzeitig dienen die gewonnenen Kohlenstoffspektren der Energiekontrolle des Beschleunigers. Eine weitere Tantalblende mit ebenfalls 7 mm Durchmesser vor dem He-Polarimeter hat die Aufgabe, den vom C-Target leicht aufgestreuten Strahl auf 7 mm zu begrenzen, da der Kollimator für diesen Strahldurchmesser berechnet wurde (Sch 82). Das He-Polarimeter selbst besteht aus einer Edelstahl-Gaszelle mit 0.5 bar über Vakuum Fülldruck. Das Ein- und Austrittsfenster für den D-Strahl ist mit Havar-Folie bespannt, die beiden Fenster unter 90° mit Capton. Auch hier dienen die beiden unter 90° angebrachten Halbleiterzähler zur Messung der Strahlpolarisation.

Anschließend tritt der d-Strahl in die Gaszelle ein. Die entstehenden vektorpolarisierten Neutronen unter 0° gelangen dann zum Kollimatoreingang. Der Spintransfer der Reaktion unter 0° und die kleine Energieabhängigkeit des Polarisationstransfers finden sich bei (Lis 75). Die Gaszelle selbst ist mit 5 - 6 bar Deuterium gefüllt, und mit einem Beamstop aus 1 mm dickem Gold versehen, um störende Reaktionen wie z.B. $^{56}\text{Fe} (d,n) ^{57}\text{Co}$ zu unterdrücken. Ein Fenster aus 5.3μ Havar-Folie dichtet die Gasfüllung gegen das Kammervakuum. Ein vorgeschalteter Repeller zwingt erzeugte Elektronen auf die erdfrei angebaute d-Gaszelle, um eine exakte Strommessung des einfallenden Deuteronenstroms zu gewährleisten.

1.2 Kollimierung und Abschirmung

Die Streuanordnung muß gegen die Neutronenquelle abgeschirmt werden, da die Detektoren, wie oben erwähnt, nicht abgeschirmt sind. Erreicht wird dies durch eine 120 cm dicke Betonmauer, in welche der Eisenkollimator eingebaut ist. Der Kollimator besteht aus drei Teilen:

Teil I dient der zusätzlichen Abschirmung der Streuanordnung.

Der Öffnungswinkel ist so gewählt, daß oberflächennahe Neutronen nur in den vorderen Bereich II gelangen. Teil II begrenzt dann den Bereich des direkten Neutronenstrahls, und Teil III wirkt zusätzlich als Anti-Streublende (Sch 82).

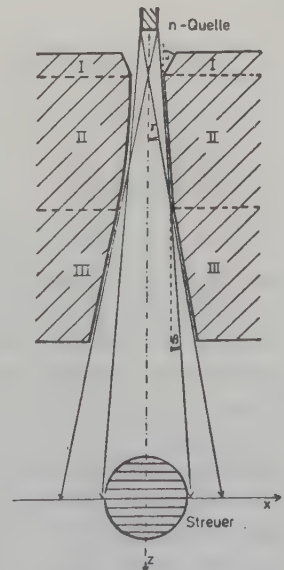


Abb.3: Prinzip des Kollimators,
entnommen (Sch 82)

Durch Abschirmung und Kollimator wird somit ein gutes Untergrund-Zählratenverhältnis und ein geometrisch gut definierter Neutronenstrahl mit steilen Flanken, dessen Profil horizontal und vertikal mit einem 1.5 cm breiten Szintillator ausgemessen wurde (Lin 84), erreicht. In Abb.4 sind Kollimator und Strahlprofil am Ort des Streuers zu sehen.

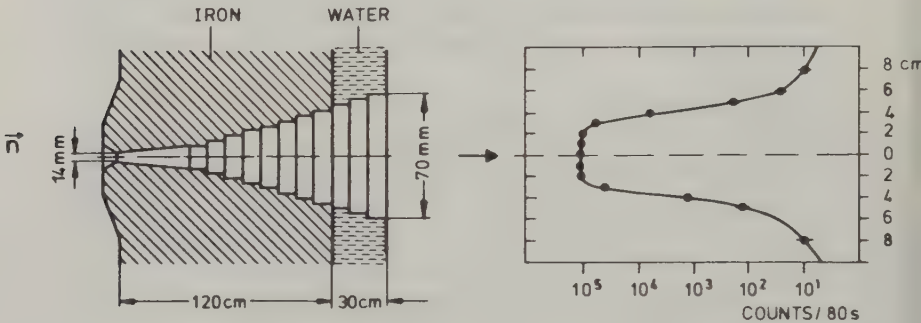


Abb.4: Kollimator und Strahlprofil

1.3 Die Streuanordnung

1.3.1 Die Detektoren

Zur Messung von Analysierstärken und differentiellen Wirkungsquerschnitten sind 22 Detektoren auf einem Ring montiert. Die Bestückung kann von 10° - 170° θ_{lab} vorgenommen werden, wobei der kleinstmögliche Winkel zwischen zwei Detektoren 10° beträgt. Hierfür wurden extra schmale Base-Gehäuse entwickelt (Gei 84). Als Szintillator dient NE 213 der Größe 2" x 1.5" (H x $\varnothing$). Die Winkelunschärfe vom Streuzentrum aus gemessen beträgt $\pm 4.9^\circ$. Die Ankopplung des Szintillators an die Photokathode geschieht über einen optimierten Lichtleiterkonus, der die Energieauflösung des Detektors auf 6.3% bringt (bestimmt aus der Comptonkante der 4.4 MeV γ -Linie eines Am-Be-Präparats im Intervall 90% -10% der abfallenden Flanke). Dabei wird eine Lichtübertragung von 66% gegenüber Direktankopplung erreicht.

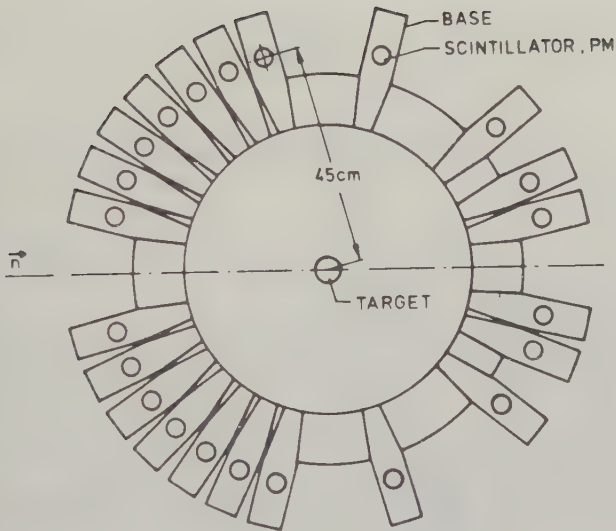


Abb.5: Der Detektorring mit 22 Detektoren

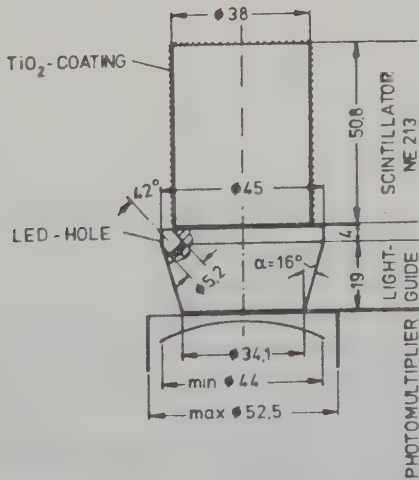


Abb.6: Szintillator mit Lichtleiter und Photomultiplier, entnommen (Gei 84)

1.3.2 Das Target

Als Target wurde flüssiges Argon verwendet. Die chemischen und physikalischen Daten sind in der Tabelle 1 zusammengestellt.

TECHNISCHE DATEN DES TARGETS		
<u>ALUDEWAR</u>		
$\varnothing = 50 \text{ mm}$	Höhe = 180 mm	Wandstärke = 0,1 mm
<u>ISOLIERMANTEL STYROPOR</u>		
Wandstärke = 3,2 mm	Dichte = 0,0412 g/cm ³	
<u>ARGON FLOSSIG</u>		
Dichte = 1,395 g/cm ³	Siedepunkt = 87,1 °K	Reinheit = 99,996 %
Isotopenreinheit = 99,600 %		
Nachfülldruck = 0,2 - 0,6 bar	Niveaunkonstanz = ± 0,5 mm	

Tabelle 1

Abb.7 zeigt das Argonmeßdewar. Ein Zylinder von 180 mm Höhe und 50 mm Durchmesser ist aus 0.1 mm starker Aluminiumfolie gefertigt, und auf einer Aluminiumplatte mit nachfolgendem Kühlfinger montiert. Als Klebemittel zwischen Zylinder und Kühlplatte dient Stycast 2850 GT, das in der Tieftemperaturphysik häufig Anwendung findet. In dieses Gefäß wird flüssiges Argon eingebracht. Ein doppelwandiger Styropormantel (Dichte 0.041 g/cm³) mit einer Wandstärke von 3.2 mm zentriert das Ar-Target auf einem mit flüssigem Stickstoff gefüllten Glasdewar, und isoliert gleichzeitig den Aluzylinder gegen die Außenluft. Somit wird auch ein Beschlagen des Ar-Dewars mit Wasser aus der Raumluft verhindert. Der flüssige Stickstoff im Glasdewar setzt den Argonverbrauch herunter und verhindert zudem ein Sieden des Argons. Dadurch ist eine homogene Targetdicke gegeben, welche durch das Aufsteigen von Argondampfblasen gefährdet werden würde.

Eine Halbleiterdiode mißt den Argonstand im Aluzylinder und bewirkt Nachfüllung über ein Regelsystem.

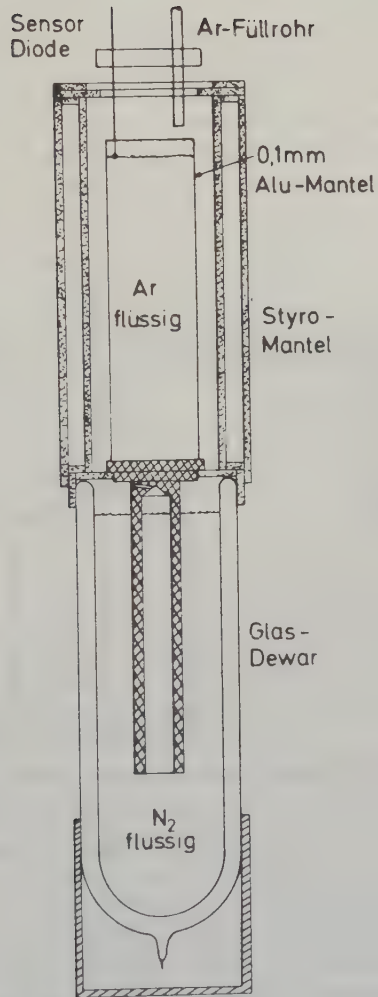


Abb.7: Aufbau des Argontargets

Abb.8 zeigt den gesamten Targetaufbau. Ein 3-Wege-Ventil verhindert eine Überfüllung, die aufgrund der Systemträgheit möglich wäre, da das eingeleitete Argongas nach Erreichen des Füllstandes sofort ins Freie entweichen kann. Mit einem Nachfülldruck von 0.2 - 0.6 bar wird eine Niveaunkonstanz des flüssigen Argons im Bereich von 0.5 mm erreicht. Das Argonvorratsdewar selbst beinhaltet 25 l flüssiges Argon, das etwa für 4 Tage reicht. Der Stickstoff muß ca. alle 2 Stunden nachgefüllt werden, da sein Niveau dann auf die Hälfte gesunken ist.

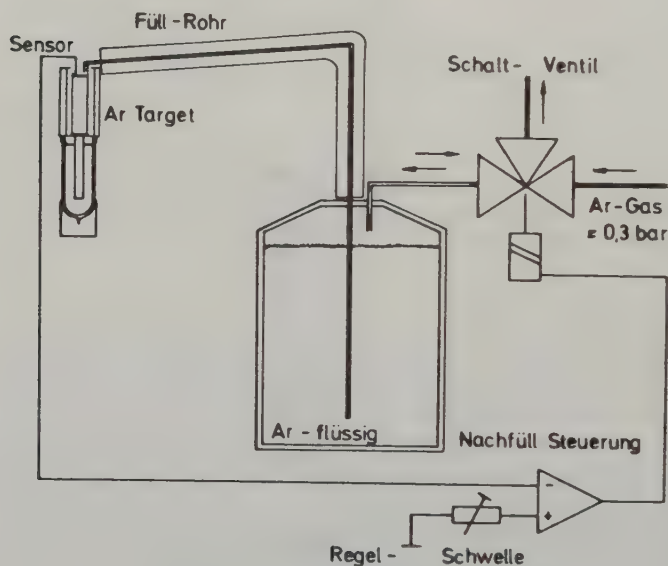


Abb.8: Der gesamte Targetaufbau

Mit diesem Aufbau wurde eine unwesentliche Erhöhung des apparativen Untergrundes bei der Messung an Argon bewirkt. Die Absorption durch den leeren Targetbehälter beträgt bei beiden gemessenen Neutronenenergien ungefähr 9% (siehe dazu III.4). Zur ersten Testmessung bei $E_n = 13.5$ MeV wurde ein doppelwandiges Glasdewar mit 1.6 mm Wandstärke

verwendet. Der Durchmesser war 15 mm größer, um mit der Glaswand außerhalb der Flanken des Neutronenstrahls zu sein. Die damit gewonnenen Meßpunkte sind im Anhang A gekennzeichnet. Einige Punkte wurden mit dem neuen Targetaufbau nachgemessen und konnten unter Verbesserung der Statistik bestätigt werden.

1.3.3 Der Monitor

In 9.5 m Abstand vom Target ist ein Neutronenflußmonitor mit nachfolgendem Beamstop aus Paraffin und boriiertem Wasser angebracht. Er besteht aus den gleichen Bauteilen wie die übrigen Detektoren der Ringbestückung, ist somit in Auflösung und Ansprechwahrscheinlichkeit mit diesen vergleichbar, und dient der indirekten Flußmessung des einfallenden Neutronenstrahls (siehe dazu III.4).

2 Die Elektronik

2.1 Aufnahme-Elektronik

Die Messung geschieht simultan mit 23 Detektoren. Die Elektronik eines jeden Detektors gliedert sich in zwei Zweige, den Energie- und den n- γ -Diskriminationszweig. Im Energiezweig wird das Signal der 8. Dynode vorverstärkt, hauptverstärkt und gegatet. Im Diskriminationszweig wird ein auf Ladungsvergleich basierendes Diskriminationsverfahren verwendet (PD 4 Entwicklung HMI-Berlin).

Die TTL-gewandelten, leicht verzögerten ECL-Signale der n- γ -Diskriminatoren steuern in einer langsamen Koinzidenz lineare Torstufen im Energiezweig, und dienen weiterhin als Routingsignale bei der Datenaufnahme. Die Verstärkung des gesamten E-Zweiges wird durch Nachregelung der Detektorhochspannung auf ein eingespeistes LED-Referenzsignal stabilisiert. Die Nachregelung der Hochspannung geschieht über ein optokoppler-gesteuertes Stellglied, welches wie ein variabler Widerstand in der Hochspannungszuführung arbeitet. Dies erlaubt den Betrieb mehrerer Photomultiplier an einer HV-Versorgung (Abb.10). Es wird eine Verstärkungsstabilität von ca. 0.5% während 150 h Messzeit erreicht. Eine genaue Beschreibung dieser Anlage findet sich bei (Gei 84). Die einzelnen Detektorsignale werden dann aufsummiert und einer PDP 11/40 zugeführt.

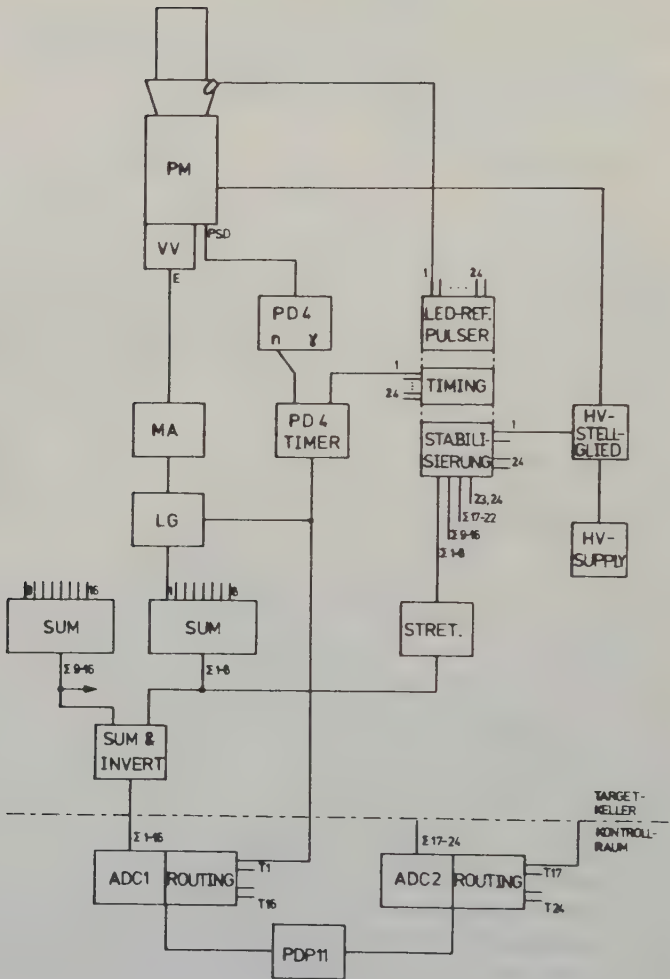


Abb.9: Blockschaltbild der Elektronik eines Detektorzweiges

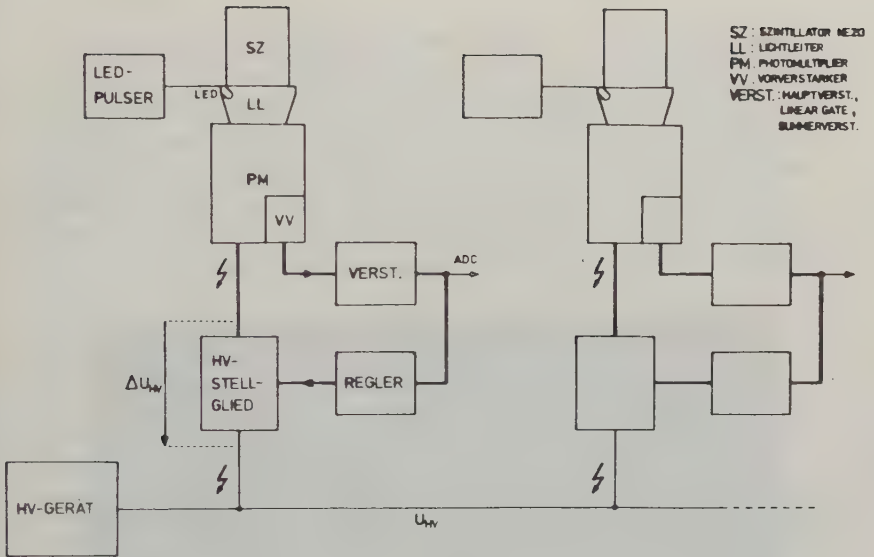


Abb.10: Schematische Darstellung der Verstärkungsstabilisierung durch Hochspannungsnachregelung.

2.2 Die n- γ -Diskriminationsüberwachung

Die Güte der n- γ -Diskrimination und damit die Echtheit der gemessenen Neutronenspektren wird mittels eines Pulse-Shape-Monitors überwacht. Er besteht aus einer eigens für einen Apple II -Rechner konstruierten Hardware, welche die PD 4-Signale maschinengerecht macht und dem dazugehörigen Darstellungsprogramm (Bla 83). Via Farbmonitor können nun die γ 's und Neutronen in einem Bild: - Diskrimination über Energie - dargestellt werden. Die Farbe ist dabei ein Maß für die Ereignisrate. Ein Ineinanderlaufen der beiden so aufgezeigten Äste wird sofort erkannt.

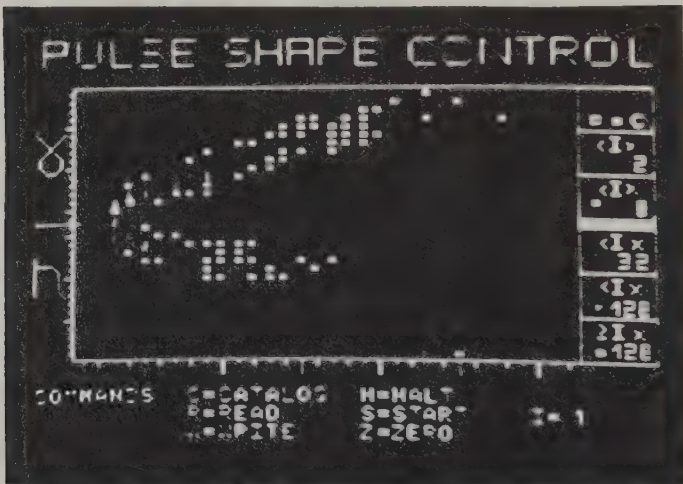


Abb.11: Monitorbild Apple II: Neutronen und γ 's sind klar getrennt

Eine ausführliche Darstellung des gesamten experimentellen Aufbaus findet sich bei (Bla 85).

III Die Daten

1 Die Messung

Die Signale aller 22 Detektoren einschließlich Monitor und den 4 Polari-meterdioden wurden der PDP 11/40 zugeführt und auf DEC-Tapes gespeichert. Gemessen wurde die Analysierstärke des Grundzustandes und damit auch der differentielle Wirkungsquerschnitt aus Addition der Zählraten Spin-up und Spin-down. Bei einigen Winkeln wurde der diff. Wirkungsquerschnitt bei 13.5 MeV direkt gemessen, da kein polarisierter Strahl zu Verfügung stand. Zur weiteren Auswertung gelangte auch der diff. Wirkungsquerschnitt des ersten angeregten Zustandes von ^{40}Ar ($j_{\pi}^{\nu}:2^{+}$, $E^{*} = 1.46$ MeV). Die Analysierstärke dieses Niveaus konnte aufgrund der zu großen statistischen Fehler nicht mit in die Auswertung einbezogen werden. Die totalen Wirkungsquerschnitte bei den gewählten Einschüßenergien von 11 und 13.5 MeV konnten ebenfalls gemessen werden (siehe dazu III.4). Zur Messung der Analysierstärke wurde der Deuteronenspin mit einer Frequenz von 0.1 Hz von Spin-up nach Spin-down auf Detektorebene bezogen in der Erlanger LSQ geschaltet. Es wurden Targetströme von 300 nA und Deuteronenpolarisationen von 0.5 absolut erreicht. Die Detektorbestückung wurde von $17.5^{\circ} - 167.5^{\circ} \Theta_{\text{lab}}$ vorgenommen. Eine Übersicht der verschiedenen Meßzeiten und den dabei erreichten d- bzw. n-Polarisationen findet sich im Anhang A.

Alle Daten wurden mit dem Forcam-Programm EDDA (Urb 79) aufgenommen. Der Rechner war dabei wie folgt konfiguriert: jeweils ein Bereich für Spin-up und Spin-down, jeder dieser Bereiche gliedert sich in zwei Abschnitte zu 16 Spektren à 256 Kanäle.

Um eine genaue Aussage über den Untergrund zu erhalten, der durch das Ar-Dewargefäß erzeugt wird, wurden die Meßzeiten Argon im Dewar zu Leerdewar im Verhältnis 2:1 gewählt. Außerdem wurde der Untergrund Leerdewar zu Luftstreuung bestimmt. Während jeder Meßzeit wurde mehrmals eine γ -Eichung mit einer Am-Be-Quelle mit isotropem Emissionscharakter auf Targetposition durchgeführt. Die aufgenommenen γ -Integrale erlauben die Kontrolle der Ansprechwahrscheinlichkeiten aller Detektoren, die auf $\pm 3\%$ übereinstimmt (Lin 84).

2 Auswertung von Protonenrückstoßspektren

Nach dem Abzug der gemessenen Untergrundspektren von den Rohspektren erfolgt die Auswertung mit dem von A. Weipert entwickelten Auswerteverfahren (Wei 81). Im ersten Schritt werden alle Rohspektren linearisiert. Dann werden die Spektren mit einer Gaußfunktion im Fourrierraum tiefpaßgefiltert und mit den zugehörigen Responsefunktionen invers gefiltert. Nach Differentiation erhält man dadurch reine Gaußfunktionen als Linien. Diese werden angefitet, und man bekommt die Zählraten für die Neutronenlinien durch Multiplikation mit der Energie. Dieses Verfahren vermag selbst bei kleiner Statistik zuverlässige Integrale zu liefern. Eine genaue Beschreibung dieser Methode findet sich bei (Böt 84).

3 Fehlerbetrachtung

Um eine effektive Zählrate aus den Neutronenlinien zu erhalten, müssen Fehlerbetrachtungen bei der Auswertung der Rohspektren gemacht werden. Das Neutronenintegral setzt sich aus dem Produkt von Höhe und Lage der Kante des Protonenrückstoßspektrums zusammen, wobei wesentliche Fehler aus der Bestimmung der Höhe, die dem Linienintegral des differenzierten Spektrums entspricht beitragen. Dieser Fehler errechnet sich aus der Anzahl der "echten" Ereignisse der jeweiligen Linie unter Berücksichtigung des zugehörigen Untergrundintegrals.

$$N_J = (N_J + N_U) - \alpha N_{Ug} \quad \text{mit} \quad N_U = \alpha N_{Ug}$$

Dabei sind: N_J die effektiv ausgewerteten Ereignisse, die den Linieninhalt bestimmen, N_U die unbekannte Untergrundzählrate und αN_{Ug} die gemessene Untergrundzählrate mit Normierungsfaktor α , der sich aus dem Verhältnis Targetmessung zu reiner Untergrundmessung ergibt.

Der absolute Fehler von N_J ergibt sich über Fehlerfortpflanzung zu:

$$\Delta N_J = \sqrt{\sum \left(\frac{\partial F}{\partial x_i} \right)^2 \Delta x_i^2} = \sqrt{N_J + N_U + \alpha^2 N_{Ug}} = \sqrt{N_J + (\alpha + \alpha^2) N_{Ug}}$$

Der relative Fehler der effektiv ausgewerteten Zählraten ist dem relativen Fehler des Gesamtintegrals für die Neutronenlinie gleich. Für höhere (inelastische) Linien muß noch der Beitrag aus der elastischen Linie berücksichtigt werden. Die Auswerteroutine (Wei 81) wird zur Fehlerbestimmung so erweitert, daß sich der Fehler des jeweiligen Integrals aus dem mit $(\alpha + \alpha^2)$ multiplizierte Untergrundspektrum und dem vorher bestimmten Linienintegral und dessen Lage bestimmt. Nachfolgende Abbildung soll dies verdeutlichen.

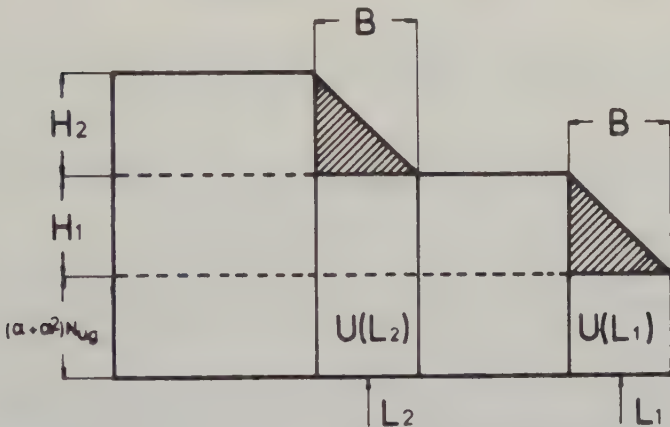


Abb.12: Schematische Darstellung eines Spektrums

H_1, H_2 : Höhen der Protonenrückstoßspektren der 1. und 2. Linie

B : Ausgewertete Breite der Linien

$U(L_1, L_2)$: Untergrundbeitrag im Bereich der jeweiligen Linie, der bei konstantem Untergrund $N_{ug}(\alpha + \alpha^2)B$ ist.

Der relative Fehler zur ersten Linie ergibt sich unter Hinzunahme der zuvor erstellten Beziehungen für N_y und ΔN_y

$$\frac{\Delta H_1}{H_1} = \frac{\sqrt{H_1 \cdot B/2 + U(L_1)}}{H_1 \cdot B/2}$$

Für die zweite Linie bedeutet das:

$$\frac{\Delta H_2}{H_2} = \frac{\sqrt{H_2 \cdot B/2 + H_1 \cdot B + U(L_2)}}{H_2 \cdot B/2}$$

Man erkennt, daß der Untergrundbeitrag $H_1 \cdot B$, der aus der ersten Linie resultiert, bei der zweiten Linie berücksichtigt wird. Der Faktor 0.5 bei den Breiten wird deshalb benötigt, da die effektiven Counts der jeweiligen Linie (schraffierter Bereich in der Abb.12) nur zur Hälfte beitragen. Aus den so bestimmten relativen Fehlern $F = \Delta H_i / H_i$ ergeben sich die effektiven Zählraten, die für eine Fehlerrechnung bei der Analysierstärke verwendet werden können.

$$\text{aus } F = \frac{\sqrt{W_{\text{eff}}}}{N_{\text{eff}}} = \frac{1}{\sqrt{W_{\text{eff}}}} \quad \text{zu} \quad N_{\text{eff}} = \frac{1}{F^2}$$

Aus den so gewonnenen N_{eff} können die statistischen Fehler für die diff. und totalen Wirkungsquerschnitte direkt bestimmt werden.

Die Asymmetrie ϵ für jeden Winkel errechnet sich bei Doppelzählerauswertung und Wechsel des Spins von up (+) nach down (-) und umgekehrt zu :

$$\epsilon = \frac{q-1}{q+1} \quad \text{mit} \quad q = \sqrt{\frac{N_L^+ \cdot N_R^-}{N_R^+ \cdot N_L^-}}$$

Der zugehörige statistische Fehler zu :

$$\Delta \epsilon = \frac{1-\epsilon^2}{4} \sqrt{\sum_i \frac{4}{N_i}}$$

mit $i = L^+, L^-, R^+, R^-$ wobei L: Detektor links, R: Detektor rechts und N die vorher definierten effektiven Zählraten N_{eff} sind.

Die Rohdaten für die Analysierstärke A_y ergeben sich aus dem Quotienten von ϵ und der Strahlpolarisation P_{ny} zu : $A_y = \frac{1}{P_{ny}} \cdot \epsilon$

Der Fehler der Polarisation wurde nach folgender Formel zu 2% bestimmt:

$$\Delta A_y = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial \epsilon} \Delta \epsilon\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial P} \Delta P\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \epsilon}{P}\right)^2 + \left(\frac{\epsilon}{P^2} \Delta P\right)^2}$$

Das χ^2 bei der Beschreibung der Daten stellt sich wie folgt dar:

$$\chi^2 = \frac{1}{\sum_j a_j} \sum_j a_j \frac{1}{N_j} \sum_i \left(\frac{Q_{\text{exp},i} - Q_{\text{theo},i}}{\Delta Q_i} \right)^2$$

χ^2 für einzelnen Punkt

χ^2 -Gesamt für i-ten Datensatz

χ^2/N für j-ten Datensatz

gewichtetes χ^2/N

auf Wichtung normiertes χ^2/N

wobei Q die Reihe der Observablen bedeuten:

σ_0, σ_1	die differentiellen Wirkungsquerschnitte
σ_{tot}	die totalen Wirkungsquerschnitte
A_{yo}	die Analysierstärke der elastischen Streuung
α_j	die Wichtungsfaktoren für Winkelverteilung
N_j	Anzahl der Datenpunkte für Winkelverteilung
Q_{exp}	experimenteller Wert
Q_{theo}	theoretischer Wert
ΔQ	experimenteller Fehler

Das bei den Parametersätzen angegebene χ^2 ist also auf die Gesamtzahl der Datenpunkte normiert mit der Möglichkeit verschiedener Wichtungen für die einzelnen Datensätze.

4 Absolutnormierung der differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte

Eine ausführliche Beschreibung findet sich bei (Lin 84). Hier soll nur das Prinzip erklärt werden. Für die Berechnung des diff. Wirkungsquerschnittes muß der Neutronenfluß am Targetort und die absolute Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronendetektoren bekannt sein. Da beide Größen experimentell nur sehr ungenau bestimmt werden können, wird hier eine Methode der indirekten Flußmessung verwendet, um den diff. Wirkungsquerschnitt zu normieren. Dazu werden zwei Relativmessungen mittels Monitor durchgeführt, um die beiden unbekannten Größen zu eliminieren:

1. Aufnahme der Zählraten des Monitors an seinem und am Targetort.
2. Transmissionsmessung des Targets: Monitorzählrate einmal mit und einmal ohne Target.

Beide Messungen beziehen sich auf definierten Neutronenfluß. Diesen erreicht man durch exakte Messung des einfallenden Deuteronenstroms zu definiertem Zeitintervall in die D-Gaszelle. Messung zwei wird ohnehin bei jeder Messzeit getätigt, da man ja die Untergrundspektren der am Ring montierten Detektoren aufzunehmen hat. Unter Berücksichtigung aller Relativmessungen erhält man nun eine Beziehung für den diff. Wirkungsquerschnitt, in der nur noch die relative Ansprechwahrscheinlichkeit aller Detektoren eine energieabhängige Unbekannte bleibt. Diese wird über den n-p-Wirkungsquerschnitt bestimmt. Die Berechnung von σ_{tot} erfordert kein eigenständiges Experiment. Sie ergibt sich direkt aus der Targettransmission.

Durch die Geometrie der gesamten Anlage (große Abstände: Quelle - Target - Monitor) bleibt die Korrektur auf Klein-Winkelstreuung und damit ein Fehler von σ_{tot} von 2% gering. Die beiden Meßpunkte passen ausgezeichnet in den Plot σ_{tot} über E.

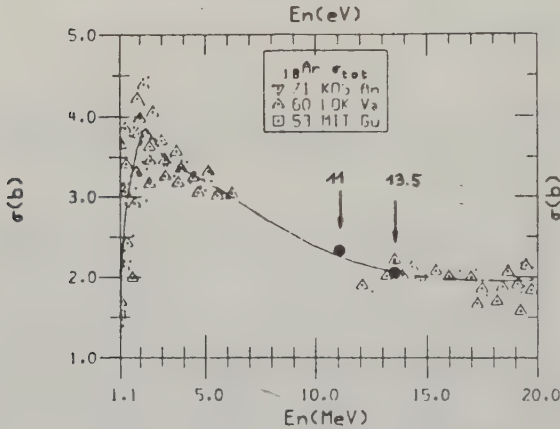


Abb.13: σ_{tot} über E, σ_{tot} für Argon bei 11 und 13.5 MeV. Entnommen (BNL 325)

Der durch das Aluminiumdewar hervorgerufene Untergrund beträgt nur 9% der gemessenen Abschwächung mit Argon.

BESTIMMUNG VON σ_{tot}			
E ($\vec{n}$)/MeV	TRANSMISSION Ar	TRANSMISSION LEER-DEWAR	$\sigma_{\text{tot}}^{\text{exp}}$ /barn
13.5	0.802	0.95	2.13
11.0	0.785	0.98	2.33

Tabelle 2: Transmission für Argon bei 11 und 13.5 MeV

5 Korrektur der Daten auf Mehrfachstreuung und endliche Geometrie

Alle Korrekturen erfolgen nach der Monte-Carlo-Methode über das von E. Woye (Woy 81) und K. Stauber (Sta 82) ausgearbeitete Programm JANABS. Es berechnet aus allen möglichen Streuwinkeln in einen Detektor unter Gewichtung des diff. Wirkungsquerschnitts an dieser Stelle einen mittleren Streuwinkel.

Es berechnet für jeden Winkel das Verhältnis der mehrfach gestreuten Neutronen zur Gesamtzahl der Neutronen, die in einem Detektor nachgewiesen werden.

Es berechnet die Abschwächungsfaktoren vor und nach jeder Streuung für jeden Streuwinkel.

Es berücksichtigt die Anisotropie der Neutronenquelle, die aber bei dem großen Abstand von 2.45 m zum Target sehr klein ist.

Unter Einbeziehung all dieser Ergebnisse, sowie der targetspezifischen Größen, wie Targetgeometrie, Targetkerndichte, Einschußenergie, Transmissionskoeffizienten, Monitorzählrate und dem Q-Wert der Reaktion sind somit die Daten bei den jeweils gemessenen Winkeln für eine Analyse vollständig aufbereitet.

IV Theorie

1 Das phänomenologische Optische Modell

Zur Untersuchung der elastischen Streuung dient ein phänomenologisches Optisches Potential. Die Wechselwirkung des eingeschossenen Neutrons mit dem Targetkern wird durch ein komplexes Potential ausgedrückt. Der Realanteil wird durch die Woods-Saxon-Form beschrieben, die Spin-Bahn-Wechselwirkung durch einen Full-Thomas-Term als Ableitung des Realpotentials berücksichtigt. Der imaginäre Teil besteht aus einem Volumen- und einem Oberflächenanteil des Zentralpotentials und aus einem Spin-Bahn-Potential W_{so} . Für Einschüßenergien < 20 MeV gilt der Erfahrungswert: Absorption tritt im Wesentlichen an der Kernoberfläche auf.

2 Methode der gekoppelten Kanäle

Für die inelastische Analyse werden coupled channels Rechnungen (cc) durchgeführt. Man entwickelt die totale Wellenfunktion nach Wellenfunktionen des elastischen und einiger besonders starker Reaktionskanäle. Der Rest dieser Reaktionskanäle wird dann im Absorptionsterm berücksichtigt. Im Gegensatz zum sphärischen Optischen Modell, bei dem ja alle Reaktionskanäle im Absorptionsterm behandelt werden, entsteht so ein System gekoppelter Differentialgleichungen.

Die genaue Beschreibung dieser Modelle findet sich bei (Tam 65), (Jac 70), (Aus 70) und (Hod 71). Gute Zusammenstellungen dieser Arbeiten finden sich bei (Sch 77) und (Böt 83,1).

3 Bemerkungen zum imaginären Spin-Bahn-Potential

Die Verwendung eines imaginären Spin-Bahn-Potentials zur Beschreibung von Streudaten, besonders von Analysierstärken wird in der Literatur unterschiedlich beschrieben. Im folgenden seien Gesichtspunkte zusammengestellt, die eine Einführung des W_{so} erfordern, und Aussagen über dessen Größe beziehungsweise seine Energieabhängigkeit und die Geometrie-parameter machen. Die drei folgenden Autoren gewinnen ihre Aussagen zu W_{so} aus dem rein phänomenologischen Optischen Modell.

Mackintosh und Kobos (Mac 78) finden in ihrer Arbeit ein energieabhängiges W_{so} bei der Untersuchung von ^{40}Ca ($\bar{p}, p$), welches bei Einschüß-

energien > 40 MeV verschwindet und später sogar negative Werte annimmt. W. Tornow (Tor 82) benötigt zur Beschreibung seiner $^{40}\text{Ca}(\bar{n},n)$ -Daten ebenfalls ein W_{so} , welches bei den gemessenen Energien von 9.9 - 13.9 MeV Werte zwischen 1.76 MeV und fast 0 MeV annimmt. Aus dem angegebenen Intervall wird eine Energieabhängigkeit von W_{so} angegeben, welche W_{so} bei Einschubenergien um 15 MeV zu Null werden läßt.

Floyd et al. (Flo 81) benötigt ebenfalls ein W_{so} bei der Untersuchung von $^{54}\text{Fe}(\bar{n},n)$ und $^{65}\text{Cu}(\bar{n},n)$ bei 10 und 14 MeV Neutronenenergie. Die Größe von W_{so} liegt zwischen 1.18 und 0.29 MeV. Würde man aus den angegebenen W_{so} -Werten eine Energieabhängigkeit extrapolieren, könnte W_{so} bei ungefähr 15.5 MeV zu Null werden.

Brieva und Rook (Bri 78) erhalten ein W_{so} aus mikroskopischen Rechnungen bei der Untersuchung von Protonendaten an ^{16}O , ^{40}Ca und ^{208}Pb zwischen 10 und 200 MeV. Betrachtet sei hier besonders der Energiebereich um 20 MeV. W_{so} hat hier das umgekehrte Vorzeichen von V_{so} : $W_{so} \approx -0.05 V_{so}$. Der radiale Formfaktor von Real- und Imaginär-Potential ist nicht der gleiche. Während V_{so} sein Maximum noch innerhalb der Kerndichteverteilung hat, liegt der Schwerpunkt von W_{so} weiter vom Kernzentrum weg. Somit sollten die Geometrien von Real- und Imaginärteil unterschiedlich sein.

B. C. Clark et al. (Cla 82) führen relativistische Modellrechnungen an ^{40}Ca -Protonendaten durch. Die Dirac-Gleichung, die dabei an die Stelle der Schrödinger-Gleichung tritt, erfordert auch die Einführung von imaginären Anteilen der Potentiale, nur daß dabei im Gegensatz zur Schrödinger-Gleichung, wo ein Spin-Bahn-Potential zusätzlich eingeführt wird, dieses Spin-Bahn-Potential vom Ansatz her dabei ist und damit genauso sich wie alle anderen Potentiale in Real- und Imaginäranteil aufteilt. Bei den beiden zuletzt genannten Arbeiten besitzt das W_{so} ein negatives Vorzeichen. Aussagen über einen Nulldurchgang werden nicht explizit gemacht. Die Ergebnisse ihrer Rechnung sind in Abb. 14 dargestellt.

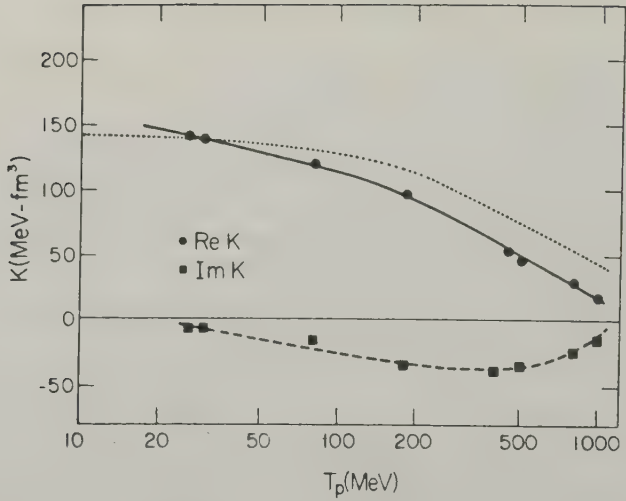


Abb.14: Die ausgezogene und die gestrichelte Kurve zeigen den Verlauf des reellen und imaginären Spin-Bahn-Volumenintegrals über der Einschüßenergie. Entnommen (C1a 82)

V Analyse und Diskussion

1 Die elastische Streuung

1.1 Vorbemerkungen

Vor der Analyse im direkten Reaktionsmodell wurden die experimentellen Daten auf Compoundanteile hin mittels Hauser-Feshbach-Rechnungen im Programm ECIS 79 (Ray 79) untersucht. Daraus ergab sich kein nennenswerter Compoundanteil. Dieses Ergebnis liegt in guter Übereinstimmung mit anderen Autoren im vergleichbaren Energiebereich bei Neutronenstreuung an leichten und mittelschweren Kernen (Böt 83,1), (Tor 82), (Wei 85). Die Optischen Modelluntersuchungen wurden mit dem Programm GOMFIL von H. Leeb (Lee 84) aus Wien für beide Einschüßenergien gleichzeitig durchgeführt. Das Programm ist in der Lage, mehrere experimentelle Größen simultan anzufitten, und somit auch die Energieabhängigkeit aller Parameter zu berücksichtigen. Die Geometrieparameter wurden bei den hier durchgeführten Untersuchungen als energieunabhängig angenommen. Um Rechenzeit zu sparen wurde ausgehend vom globalen Parametersatz von Rapaport et al. (Rap 79) die Beschreibung der Argondaten versucht. Bei sämtlichen Rechnungen wurden die Daten der Analysierstärke, der diff. und totalen Wirkungsquerschnitte mit ihrer experimentell bestimmten Normierung festgehalten.

Um ungefähr die gleichen Fehler (χ^2) zu erhalten, war die Wichtung von $A_y = 1$, die Wichtung des diff. Wirkungsquerschnittes 0.1. Der totale Wirkungsquerschnitt wurde ebenfalls als experimentelle Größe mit der Wichtung 1 bei beiden Energien einbezogen. Um bei der Fitroutine die bekannten Doppeldeutigkeiten ($V \cdot r_v = \text{const.}$ und $W \cdot a_w = \text{const.}$) auszuschließen, wurden die Bestfits iterativ durch Freigabe von V , a_v , W , r_w , V_{so} , r_{so} , a_{so} und W_{so} , r_{wso} , a_{wso} , dann durch die Freigabe von r_v , a_v , r_w , a_w , und des Spin-Bahn-Terms erreicht. Die Freigabe der Parametergruppen wurde abwechselnd solange durchgeführt, bis die Änderung des Gesamtfehlers weniger als 1% betrug.

1.2 Vergleich mit globalen Parametersätzen

Ausgehend von den Parametersätzen von Rapaport und Guss (Gus 82) wurde eine Beschreibung der Argondaten versucht.

Bei beiden gemessenen Energien sind die Abweichungen beim diff. Wirkungsquerschnitt gegenüber dem Bestfit, der hier schon gezeigt werden soll, wenig extrem. Dagegen zeigen sich bei der Analysierstärke große Diskrepanzen zwischen den Daten und den globalen Rechnungen, sowohl in der Gesamtstruktur als auch in den jeweiligen Amplituden. Es soll bemerkt werden, daß Rapaport keine polarisierten Daten zu Verfügung standen und daß die folgende Diskussion die Wichtigkeit polarisierter Messungen unterstreicht, da hier die meisten Parameter speziell das reelle und imaginäre Spin-Bahn-Potential sehr sensitiv auf polarisierte Daten sind. In Abb.15 sind die beiden Sätze im Vergleich zum Bestfit (Satz C) gezeigt. Die Abweichung von der Spin-Bahn-Geometrie der Autoren und die Einführung eines imaginären Spin-Bahn-Potentials verbessern die Beschreibung deutlich.

Im folgenden wird diese Problematik und die sich daraus ergebenden Schwierigkeiten zur eindeutigen Festlegung dieser Parameter diskutiert.

1.3 Die Analyse der elastischen Streuung an Argon

Nach der in V.1.1 angegebenen Fitmethode wurden die Argondaten analysiert. Zuerst wird eine Beschreibung ohne die Einführung eines W_{so} versucht. Es gibt in der Literatur einiger Autoren (Sat 67), (Swi 68), (Hal 77) keinen Hinweis auf die Existenz eines solchen Potentials.

1.3.1 Die Beschreibung der Daten ohne ein imaginäres Spin-Bahn-Potential

Der Parametersatz A (siehe dazu Tabelle Parametersätze im Anhang C) beschreibt die Daten ohne die Verwendung eines imaginären Spin-Bahn-Potentials. Bis auf die Spin-Bahn-Diffuseness a_{so} sind alle Werte mit dem gewonnenen Bestsatz vergleichbar. Selbst a_{so} weicht mit ungefähr 0.35 fm nicht zu weit von $a_{so} \text{ (best)}$ ungefähr 0.5 fm ab.

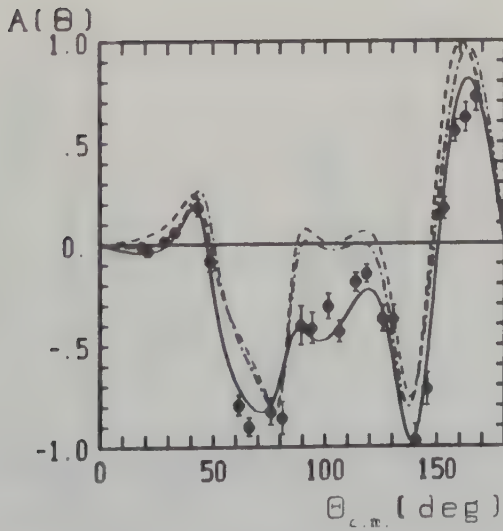
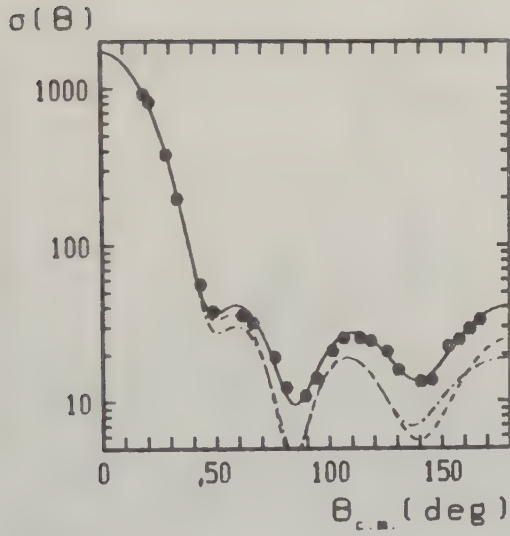


Abb.15 a: Diff. Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke von ^{40}Ar bei 11 MeV
 — : best, ---- : Rapaport, -.-.- : Guss

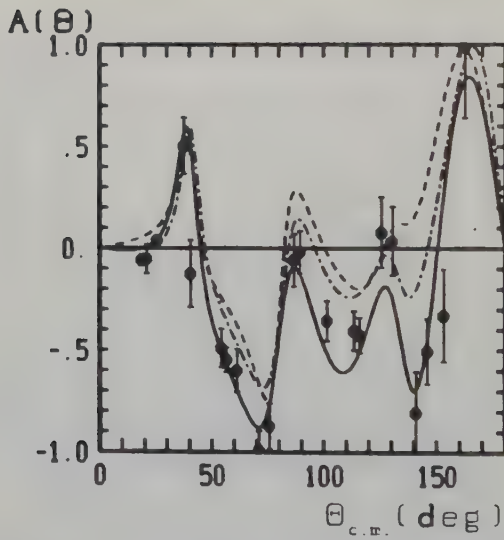
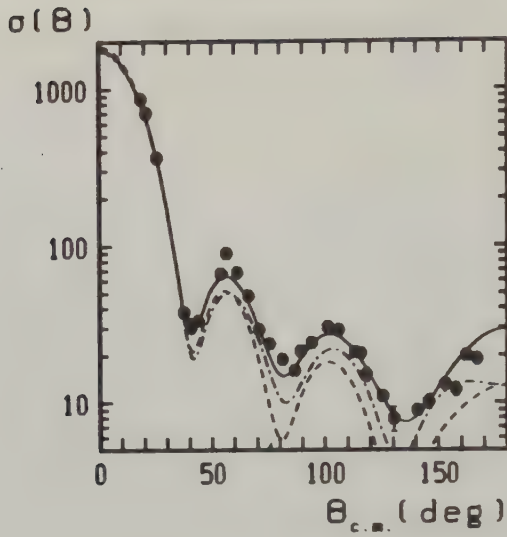


Abb.15 b: Diff. Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke von ^{40}Ar bei 13.5 MeV
 — : best, ----: Rapaport, -.-.-: Guss

V_0 /MeV	a	r_v /fm	a_v /fm
51.13	0.21	1.204	0.691
W_0 /MeV	b	r_w /fm	a_w /fm
3.67	0.14	1.249	0.643
V_{so} /MeV	c	r_{so} /fm	a_{so} /fm
5.22	0	1.047	0.33

Tabelle 3: Der Parametersatz A enthält kein W_{so} ;

$$V = V_0 - aE, W = W_0 + bE ; \text{ Das erreichte } \chi^2 \text{ beträgt } 4.68$$

Wird nun ein W_{so} zugeschaltet, so verbessert sich der Gesamtfehler um den Faktor 2. Besonders zur guten Beschreibung der Analysierstärkedaten trägt die Einführung dieses Terms wesentlich bei. Obwohl bei den hier diskutierten Einschüßenergien nur Oberflächenabsorption stattfinden sollte, wurde trotzdem versucht, die Notwendigkeit eines W_{so} durch Einführung einer Volumenabsorption zu umgehen. Dieser Versuch brachte keine bessere Beschreibung der Daten als der Parametersatz A zustande. Daraus kann geschlossen werden, daß die Existenz eines W_{so} zur Beschreibung der Argondaten unumgänglich ist. Abb.16 zeigt den Parametersatz A im Vergleich zum Bestfit (Parametersatz C) bei beiden Energien.

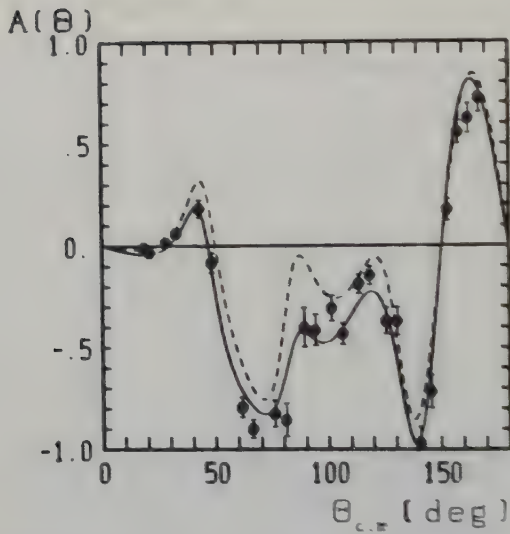
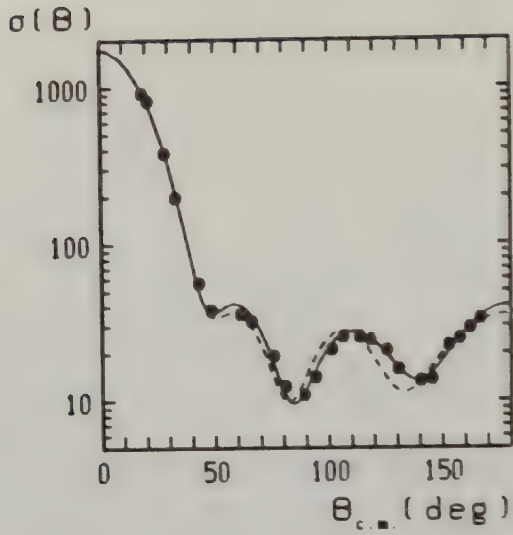


Abb.16 a: Beschreibung der Argondaten bei 11 MeV ohne W_{so} im Vergleich zum Bestfit. —: Bestfit, welcher W_{so} beinhaltet, -----: Satz A, welcher kein W_{so} beinhaltet

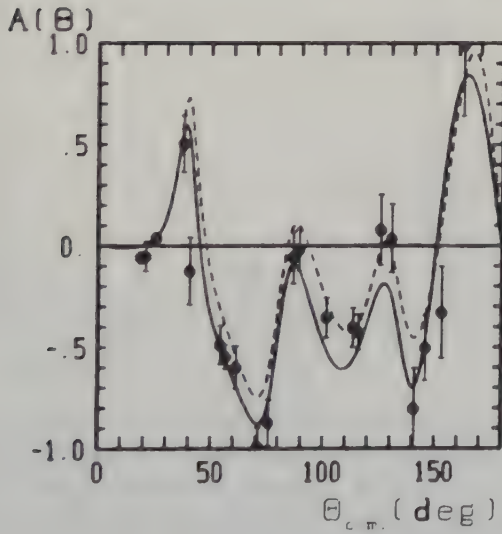
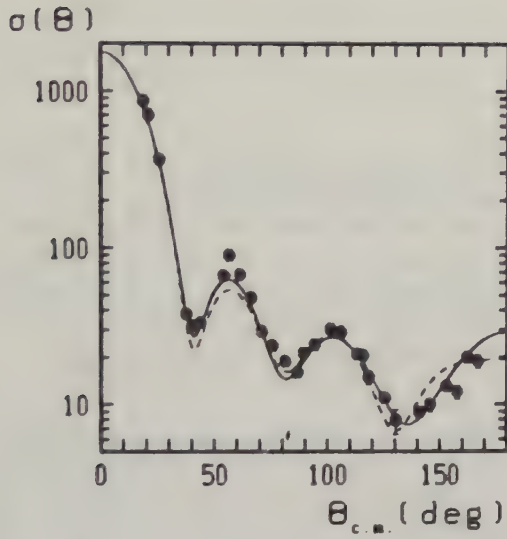


Abb.16 b: Beschreibung der Argondaten bei 13.5 MeV ohne W_{50} im Vergleich zum Bestfit. —: Bestfit, welcher W_{50} beinhaltet,
 ----: Satz A, welcher kein W_{50} beinhaltet

1.3.2 Die Einführung des imaginären Spin-Bahn-Potentials

Um allen Punkten des Kapitels IV.3 nachzukommen, wurde zuerst der Parametersatz B aufgestellt:

1. Er enthält W_{SO}
2. Die Geometrien r_{WSO} und a_{WSO} entsprechen denen des reellen Spin-Bahn-Potentials wie bei (Flo 81) und (Tor 82)

Die Fitroutine ist wie vorher beschrieben angewendet worden, wobei bei jedem Durchgang der reelle und imaginäre Teil des Spin-Bahn-Potentials gemeinsam gefittet wurden. Die Bestimmungsgüte aller wesentlichen Parameter wird in Grids erfaßt. Durch Nachfitten von V , a_V , W , r_W , V_{SO} , r_{SO} und W_{SO} wird die Festlegbarkeit von a_{SO} geprüft.

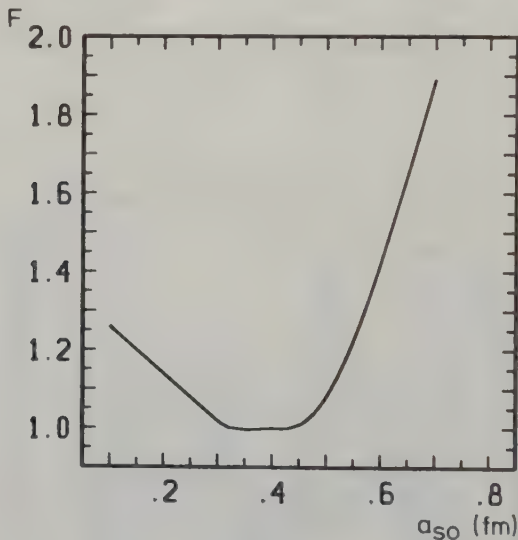


Abb.17: a_{SO} - Grid. Die Kurve besteht aus 9 Einzelrechnungen. Die y-Achse besitzt als Einheit das Verhältnis F des jeweils errechneten χ^2 zu χ^2 -Bestfit des betrachteten Parametersatzes. In allen folgenden Darstellungen soll dieses Verhältnis mit F bezeichnet werden

Unter der Annahme eines 10%-igen Fehlerzuwachses ergibt sich der Wert a_{so} zu 0.43 fm im Intervall von 0.22 bis 0.52 fm. Damit bestimmt sich a_{so} eindeutig zu einem kleineren Wert als von Rapaport mit 0.75 fm vorgeschlagen.

Eine weitere Rechnung für drei verschiedene r_{so} -Werte ist in der nächsten Abb. dargestellt. Dieser Grid bestätigt die Größe a_{so} und den errechneten reellen Spin-Bahn-Radius.

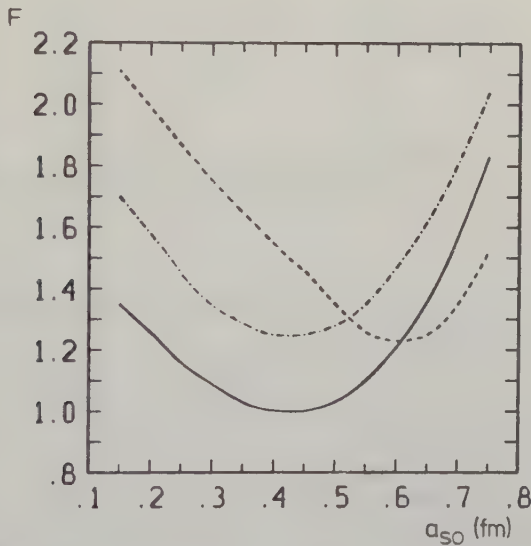


Abb. 18: F über a_{so} zu drei verschiedenen r_{so} -Werten. Die Kurven bestehen jeweils aus 13 Rechnungen, freigegeben waren V , W , V_{so} , W_{so} .
 —: r_{so} -best, ----: r_{so} -best + 0.05 fm, -.-: r_{so} -best - 0.05 fm

Die beiden nachfolgenden Grids zeigen ausgeprägte Minima und legen die Parameter a_v und a_w sehr genau fest.

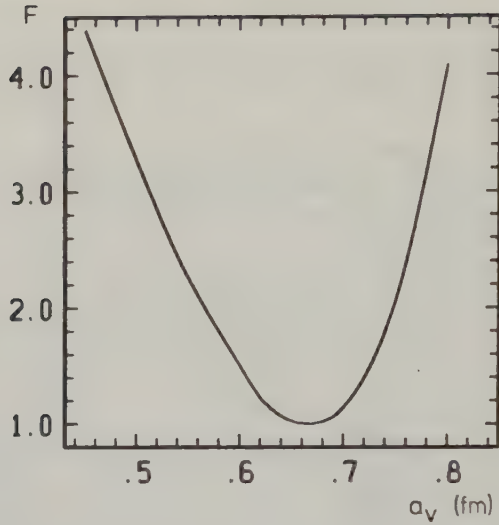


Abb.19: F -Kurve für a_v : Die Kurve besteht aus 15 Einzelrechnungen, freigegeben waren V , W , r_w .

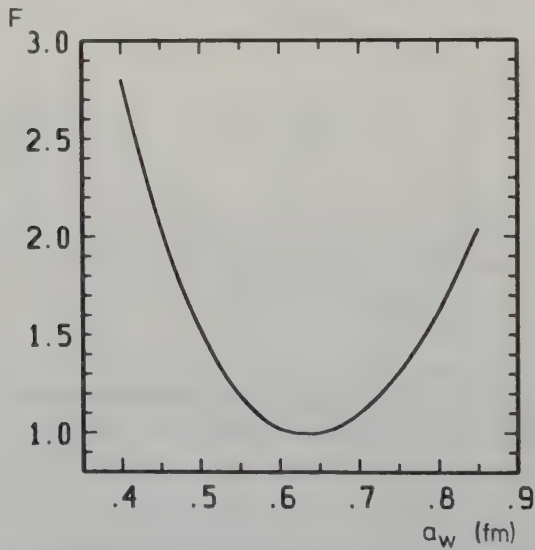


Abb.20: F über a_w : Die Kurve besteht aus 11 Rechnungen, freigegeben waren V , W , r_w .

Zur Bestimmung der Tiefe des imaginären Spin-Bahn-Potentials wurde wiederum eine Gridrechnung unter Anpassung der Parameter V , W , r_w , V_{so} , r_{so} , a_{so} durchgeführt. Das ausgeprägte Minimum dieser Kurve bestätigt die Notwendigkeit eines solchen Potentials. Unter der Annahme einer linearen Energieabhängigkeit im untersuchten Intervall der Argondaten von 11 und 13.5 MeV ist die Tiefe des W_{so} bei 11 MeV gleich 1.47 MeV und bei 13.5 MeV gleich 1.28 MeV.

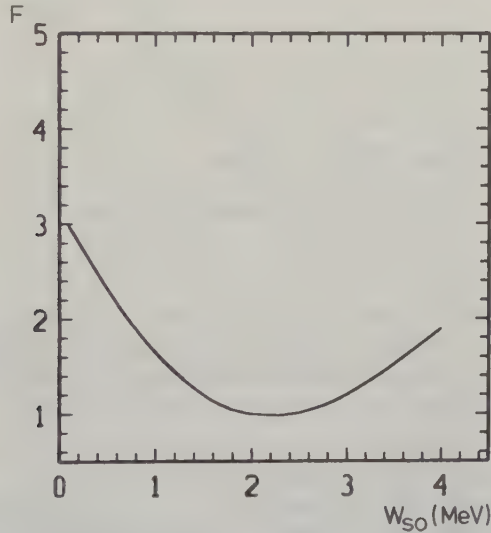


Abb.21: F über W_{so} . Die Kurve besteht aus 9 Rechnungen, freigegeben waren V , W , r_w , V_{so} , r_{so} , a_{so} .

Die Notwendigkeit eines W_{so} wird nicht nur durch die vorher gezeigte Rechnung unterstützt, sondern auch dadurch, daß sich der Gesamtfehler um 100% gegenüber der Beschreibung der Daten ohne einen solchen Term verbessert.

In unserem Fall steht die Rechnung auch in scharfem Kontrast zu (Oer 69), (Oer 71) und (Oer 74), die ein phänomenologisches W_{so} zu Null bei Energien kleiner 100 MeV ansetzen. Bei (Oer 71) finden sich erst bei höheren Einschüßenergien um 150 MeV bei der p-Ca-Streuung positive und negative Werte für W_{so} um ± 1 MeV.

V_o /MeV	a	r_v /fm	a_v /fm
51.34	0.21	1.201	0.666
W_o /MeV	b	r_w /fm	a_w /fm
4.05	0.14	1.280	0.620
V_{so} /MeV	c	r_{so} /fm	a_{so} /fm
5.03	0	1.065	0.427
W_{so} /MeV	E (n)	r_{wso} /fm	a_{wso} /fm
1.47	11	1.065	0.427
1.28	13.5	"	"

Tabelle 4: Werte Parametersatz B. Die Geometrien von Real- und Imaginärteil des Spin-Bahn-Potentials sind gleich. Das W_{so} ist für beide Neutroneneinschüßenergien getrennt angegeben. Das erreichte χ^2 vom Parametersatz B beträgt 2.80

Zusammenfassend kann gesagt werden:

Unter der Annahme, die Geometrien von V_{so} und W_{so} gleichzuhalten, lassen sich alle Parameter gut bestimmen. Die Notwendigkeit eines W_{so} -Terms in der Größe um 1 MeV wird durch die Verbesserung des Gesamtfehlers um den Faktor 2 gegenüber Parametersatz A bestätigt, bei welchem die Existenz eines W_{so} nicht berücksichtigt wurde.

Die Größe a_{so} bestimmt sich mit 0.427 fm eindeutig zu kleineren Werten als 0.75 fm, wie von Rapaport vorgeschlagen.

Real- und Imaginärteil des Spin-Bahn-Potentials sind beide positiv.

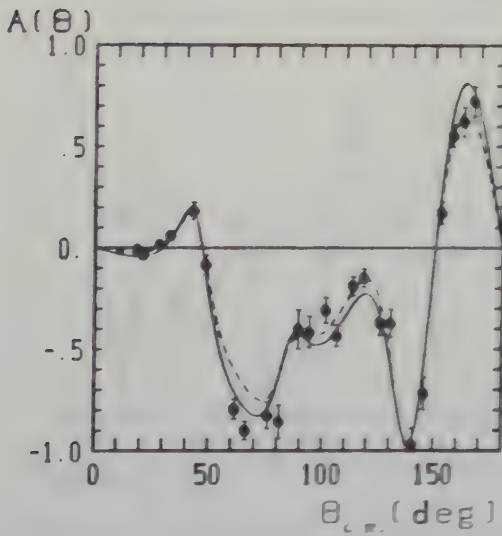
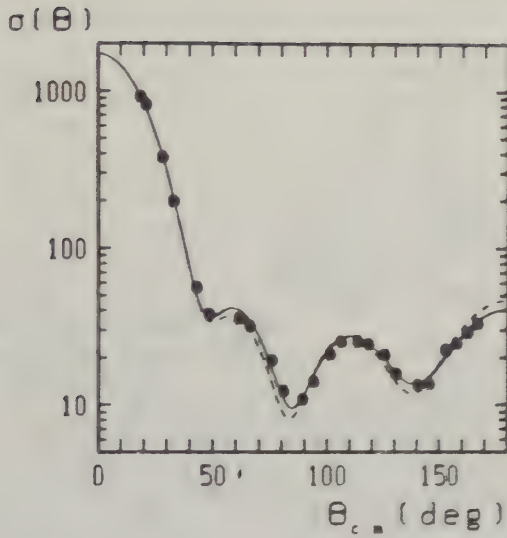


Abb.22 a: ^{40}Ar bei 11 MeV : Vergleich der imaginären Donn-Behn-Geometrien

— : Satz C = best, $r_{\text{WSO}} = 1.38 \text{ fm}$, $r_{\text{SO}} = 0.94 \text{ fm}$,
 $a_{\text{SO}} = 0.53 \text{ fm}$, $a_{\text{WSO}} = 0.26 \text{ fm}$

----- : Satz B, $r_{\text{SO}} = r_{\text{WSO}} = 1.065 \text{ fm}$, $a_{\text{SO}} = a_{\text{WSO}} = 0.43 \text{ fm}$

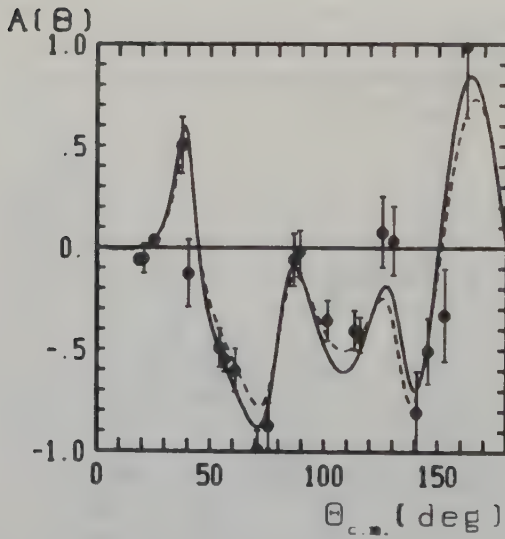
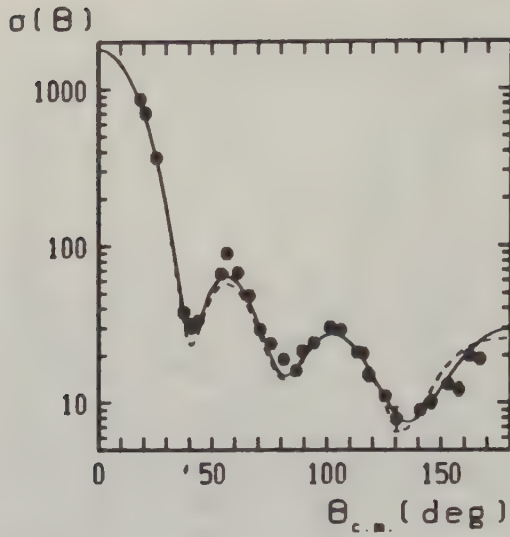


Abb.22 b: ^{40}Ar bei 13.5 MeV : Vergleich der imaginären Spin-Bahn-Geometrien

— : Satz C = best, $r_{\text{wso}} = 1.38 \text{ fm}$, $r_{\text{so}} = 0.94 \text{ fm}$,
 $a_{\text{so}} = 0.53 \text{ fm}$, $a_{\text{wso}} = 0.26 \text{ fm}$

----- : Satz B, $r_{\text{so}} = r_{\text{wso}} = 1.065 \text{ fm}$, $a_{\text{so}} = a_{\text{wso}} = 0.43 \text{ fm}$

1.3.3 Die Untersuchung der Geometrien des imaginären Spin-Bahn-Potentials

Zur Bestimmung der Geometrien des imaginären Spin-Bahn-Potentials wurde abweichend vom Parametersatz B, wo die Geometrien des Real- und Imaginär-Spin-Bahn-Anteils bei jeder Fitroutine gleichgehalten wurden, der Parametersatz C bestimmt. Bei dieser Analyse werden die Geometrien getrennt freigegeben, um Bestwerte für die vier Größen zu erhalten. Nach den Vorschlägen von Brieva und Rook sollte sich ein größerer Radius für den Imaginärteil des komplexen Spin-Bahn-Potentials ergeben, als für seinen Realanteil (Bri 78). Zur genauen Festlegung der Geometrien wurden folgende Rechnungen durchgeführt :

Der Bestimmung des imaginären Spin-Bahn-Radius dient ein Grid über r_{wso} wobei die Parameter V , a_v , W , r_w , V_{so} , r_{so} , a_{so} und W_{so} freigegeben wurden.

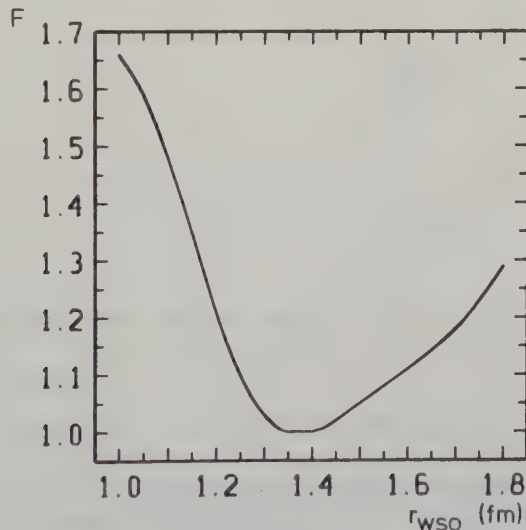


Abb.23: F über r_{wso} . Die Kurve besteht aus 16 Rechnungen

Diese Rechnung zeigt, daß selbst durch die Freigabe der vielen oben genannten Parameter eine Verbesserung im χ^2 um 50% erreicht wird, wenn r_{wso} von 1.1 auf 1.36 fm vergrößert wird.

Ein großer Wert für r_{wso} von 1.646 fm wurde in einer kürzlich parallel durchgeführten Analyse der polarisierten Neutronenstreuung am sehr leichten Kern ^9Be im Energiebereich von 9 bis 17 MeV gefunden (Byr 84).

Der Festlegung von a_{wso} dient ebenfalls ein Grid, bei dem die Parameter V , a_v , W , r_w , v_{so} , r_{so} , a_{so} , w_{so} und r_{wso} freigegeben waren. Die Verbesserung im χ^2 favorisiert kleine Werte für a_{wso} .

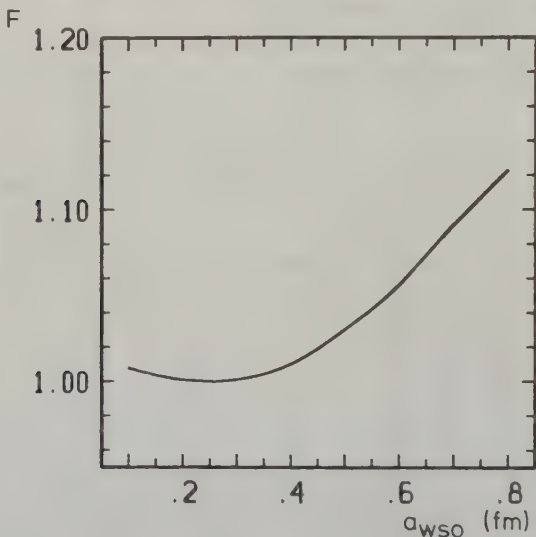


Abb.24: F über a_{wso} . Die Kurve besteht aus 9 Rechnungen.

Der Bestimmung der reellen Spin-Bahn-Diffusenness a_{so} und des Radius r_{so} dienen wiederum zwei Gridrechnungen. Unter der Annahme von 10% erlaubtem Fehlerzuwachs kommt a_{so} im Intervall von 0.4 bis 0.65 fm bei 0.53 fm zu liegen. Es ergibt sich damit ein etwas größerer Wert für a_{so} im Vergleich zur vorhergehenden Beschreibung der Daten mit gleichen Geometrien der beiden Anteile des komplexen Spin-Bahn-Potentials, wo a_{so} zu 0.43 fm bestimmt wurde. Trotzdem kommt a_{so} bei der Beschreibung mittels unterschiedlicher Geometrien immer noch deutlich bei kleineren Werten als 0.75 fm zu liegen, wie vom globalen Satz (Rap 79) vorgeschlagen.

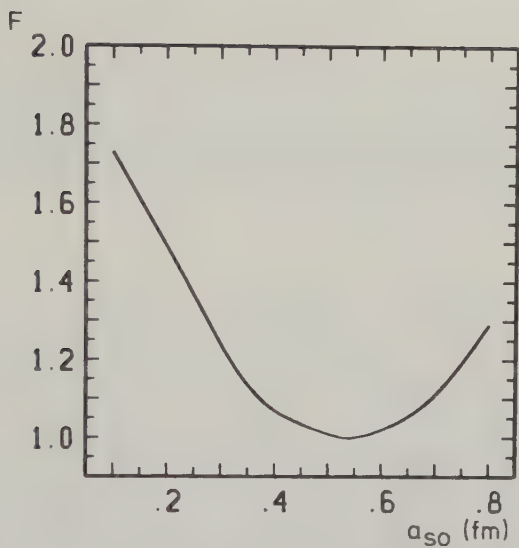


Abb.25: F über a_{so} . Die Kurve besteht aus 9 Rechnungen, freigegeben waren die Parameter V , a_v , W , r_w , V_{so} , r_{so} , W_{so}

Der Festlegung des reellen Spin-Bahn-Radius zusammen mit a_{so} dient ein Dreifach-Grid. Man erkennt, daß a_{so} mit allen drei vorgegebenen Radien seinen Bestwert um 0.53 fm findet. Auch zeigt die Fehlerkurve des um 0.05 fm vergrößerten bzw. verkleinerten r_{so} die gleiche Abweichung von χ^2 -best im Minimum. Somit ist sichergestellt, daß r_{so} zwischen den beiden angenommenen Werten liegt. Eine gleiche Änderung um den Bestwert r_{so} nach oben bzw. unten bewirkt jeweils die gleiche Änderung von F .

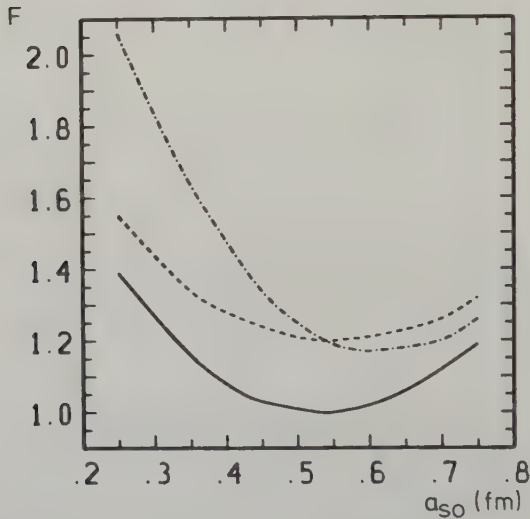


Abb.26: F über a_{so} für drei Radien r_{so} . Jede Kurve besteht aus 12 Rechnungen, freigegeben waren jeweils V, W, V_{so}, W_{so}
— : r_{so} -best = 0.93 fm, ---- : r_{so} -best + 0.05 fm
- · - · - : r_{so} -best - 0.05 fm

Bei dieser Beschreibung der Daten sei noch einmal auf die Bedeutung eines W_{so} -Terms durch folgenden Grid hingewiesen. Dabei ist F über W_{so} aufgetragen, freigegeben waren die Parameter V , W , r_w , V_{so} , r_{so} , a_{so} . Der große Anstieg des Fehlers zu kleinen Werten des W_{so} hin bestätigt klar die Notwendigkeit eines solchen Terms und legt seine Tiefe unter der Annahme einer linearen Energieabhängigkeit im betrachteten Intervall zu 1.58 MeV bei 11 MeV und zu 1.39 MeV bei 13.5 MeV Einschußenergie fest.

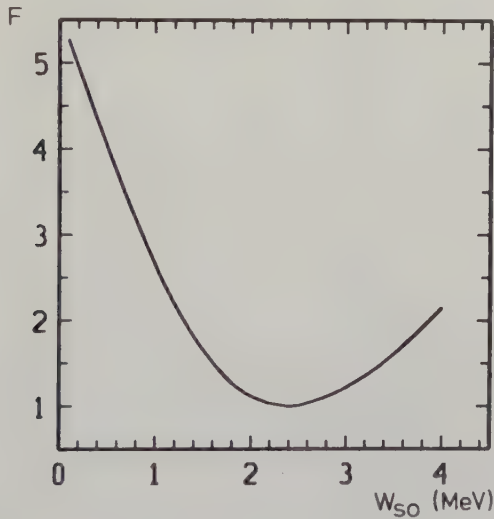


Abb.27: F über W_{so} . Die Kurve besteht aus 10 Rechnungen.

Die beiden Geometrieparameter des Zentralpotentials a_v und a_w werden durch die beiden folgenden Gridrechnungen eindeutig festgelegt.

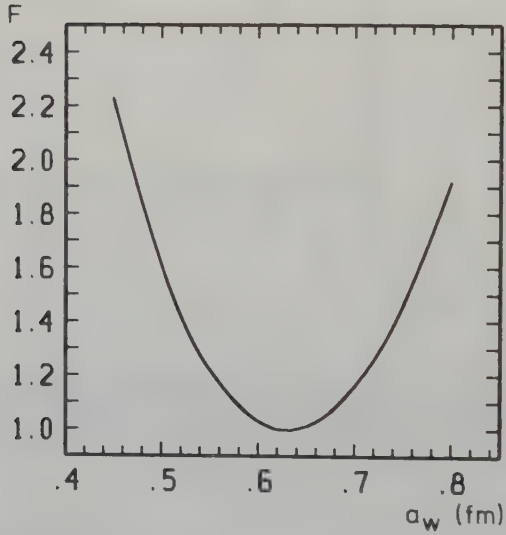
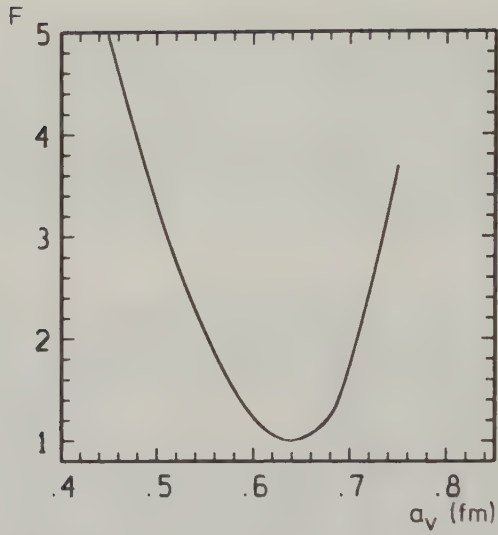


Abb.28 und 29: F über a_v und a_w . Die Kurven bestehen aus 10 bzw. 9 Rechnungen, freigegeben waren jeweils V , W , r_w

V /MeV	a	r_v /fm	a_v /fm
51.66	0.21	1.194	0.639
W /MeV	b	r_w /fm	a_w /fm
3.83	0.14	1.305	0.620
V_{so} /MeV	c	r_{so} /fm	a_{so} /fm
5.73	0	0.935	0.527
W_{so} /MeV	E (n)	r_{wso} /fm	a_{wso} /fm
1.58	11	1.376	0.262
1.39	13.5	"	"

Tabelle 5: Werte Parametersatz C = best. Die Geometrien von Real- und Imaginärteil des Spin-Bahn-Potentials sind unterschiedlich. Das W_{so} ist für beide Neutroneneinschüßenergien getrennt angegeben. Das erreichte χ^2 beträgt 1.97

Zum Kapitel V.1 kann zusammenfassend gesagt werden:

1. Die Existenz eines W_{so} ist zur Beschreibung der Argondaten unumgänglich.
2. Das Vorzeichen von Real- und Imaginärteil des Spin-Bahn-Potentials im gemessenen Energiebereich ist gleich. Würde man die bestimmte Energieabhängigkeit von W_{so} extrapolieren, wäre bei höheren Einschubenergien das Vorzeichen von W_{so} negativ.
3. Die Geometrien von Real- und Imaginäranteil des Spin-Bahn-Potentials unterscheiden sich im Radius wesentlich, wobei r_{wso} mit 1.376 fm einen größeren Wert als r_{so} mit ungefähr 1 fm annimmt.
Die bisher gemachte Annahme der Gleichheit dieser Geometrien kann beim Argon nicht bestätigt werden, zumal sich der Gesamtfehler um 40% bei der Beschreibung der Daten verbessert. Die Größe a_{wso} tendiert dabei zu Werten zwischen 0.2 und 0.5 fm.
4. Die Größe $a_{so} \approx 0.5$ fm bestimmt sich bei beiden betrachteten Modellrechnungen (gleiche und unterschiedliche Geometrien der Anteile des Spin-Bahn-Potentials) zu kleineren Werten als vom globalen Satz (Rap 79) vorgeschlagen.
5. Eine Fourier-Bessel-Analyse, die an diesen Argondaten durchgeführt wurde, erfordert ebenfalls die Einführung eines imaginären Spin-Bahn-Potentials. Dabei wird der Gesamtfehler um den Faktor 2, wie bei der Optischen Modellanalyse verbessert (Wei 85).

1.4 Der Vergleich ^{40}Ar mit ^{40}Ca

1.4.1 Der gemeinsame Parametersatz

Die Ca-Daten wurden mit den Ar-Daten zusammen im Programm GOMFIL (Lee 84) gefittet, um zu einem gemeinsamen Parametersatz zu kommen. Zur Analyse standen die elastischen ^{40}Ca -Daten aus der polarisierten Neutronenstreuung von W. Tornow et al. (Tor 82) bei 9.9, 11.9 und 13.9 MeV zur Verfügung. Dazu wurde der Parametersatz D errechnet. Da ein simultanes Fitten der Ar- und Ca-Daten möglich war, wurden zwei Wege beschritten. Ausgehend von globalen Parametersätzen wurde geprüft, ob sich dasselbe Minimum für die Geometrieparameter ergibt, wie beim Start der Analyse ausgehend von einer gemittelten Geometrie beider Kerne. Beide Rechenwege führen zu den gleichen Resultaten. Tabelle 6 zeigt den Parametersatz D.

V /MeV	a	r_v /fm	a_v /fm
51.08	0.20	1.224	0.638
W /MeV	b	r_w /fm	a_w /fm
3.96	0.16	1.268	0.608
V_{so} /MeV	c	r_{so} /fm	a_{so} /fm
4.08	0	1.079	0.333
W_{so} /MeV	E (n)	r_{wso} /fm	a_{wso} /fm
2.17	9.9	1.079	0.333
1.56	11	"	"
1.06	11.9	"	"
0.17	13.5	"	"
-0.05	13.9	"	"

Tabelle 6: Der gemeinsame Parametersatz D. Die Geometrien von Real- und Imaginär-Spin-Bahn-Potential sind gleich. Das W_{so} ist für die fünf Neutronenenergien getrennt angegeben. Das erreichte χ^2 beträgt 5.33

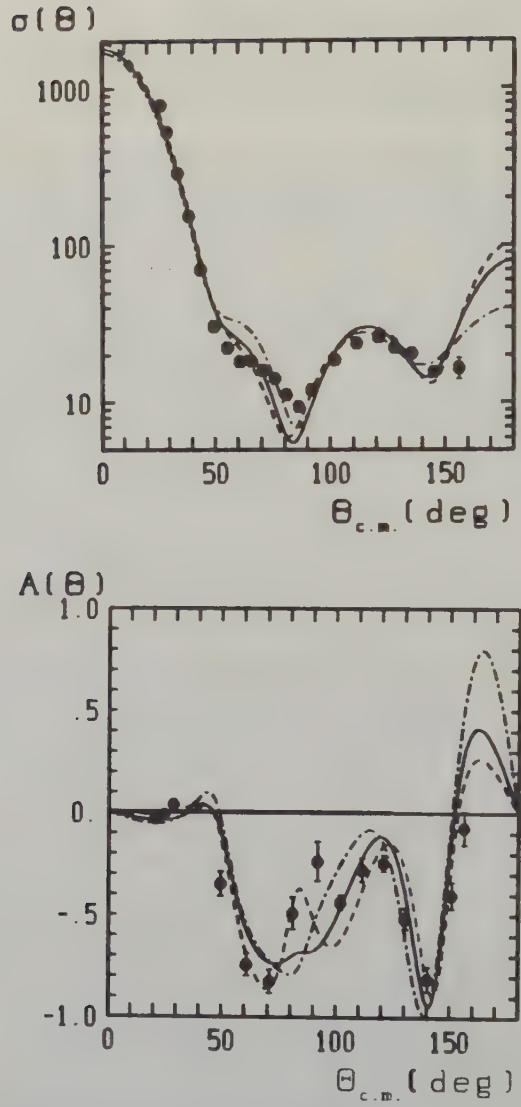


Abb.30 a: Beschreibung der Ca-Daten bei 9.9 MeV

- : Der gemeinsame Parametersatz D
- : Tornow original
- · - ·: C-best der Ar-Daten

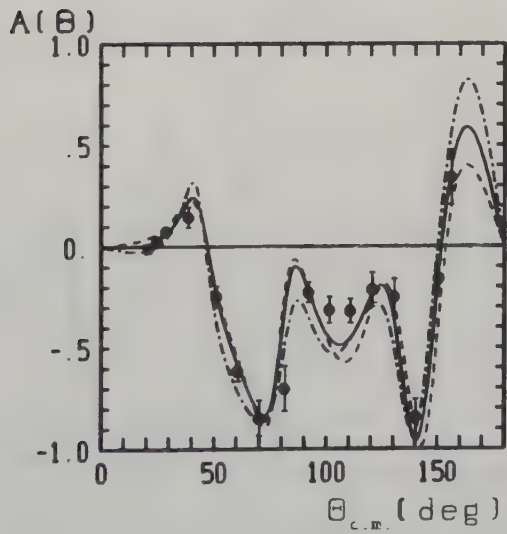
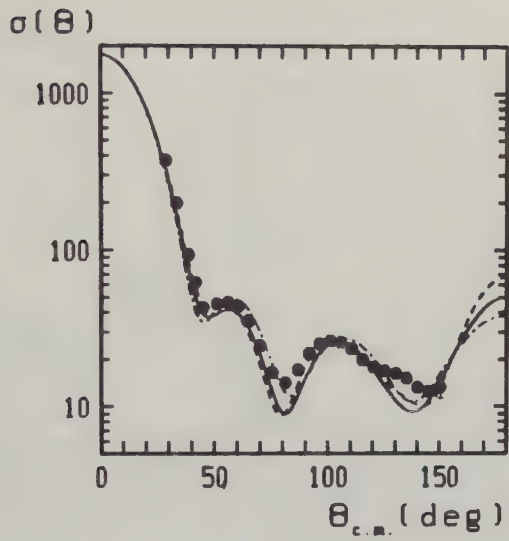


Abb.30 b: Beschreibung der Ca-Daten bei 11.9 MeV

—: Der gemeinsame Parametersatz D

----: Tornow original

-.-.-: C-best der Ar-Daten

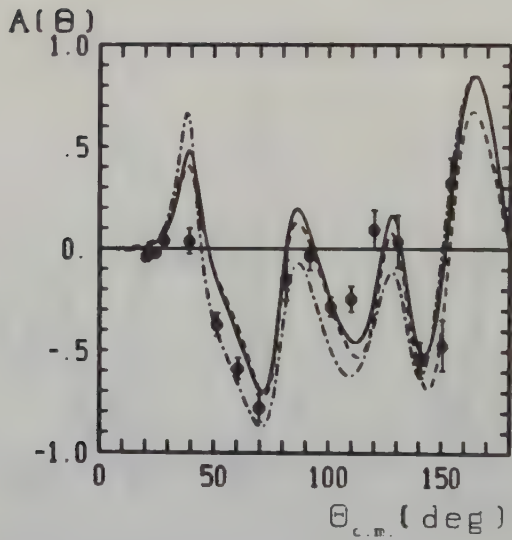
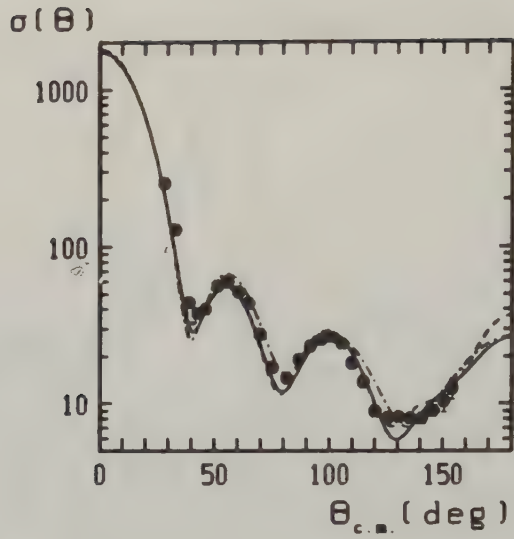


Abb.30 c: Beschreibung der Ca-Daten bei 13.9 MeV

- : Der gemeinsame Parametersatz D
- : Tornow original
- .-.-: C-best der Ar-Daten

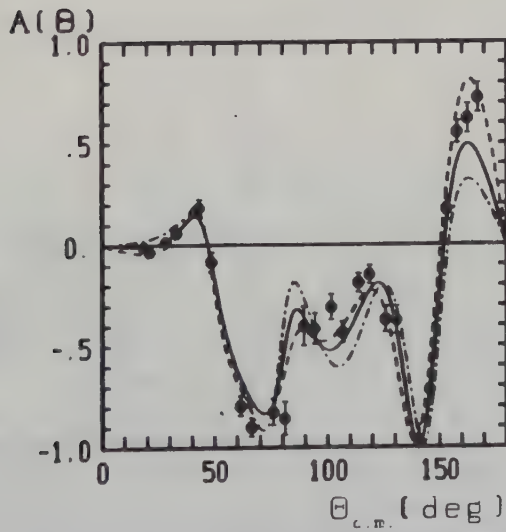
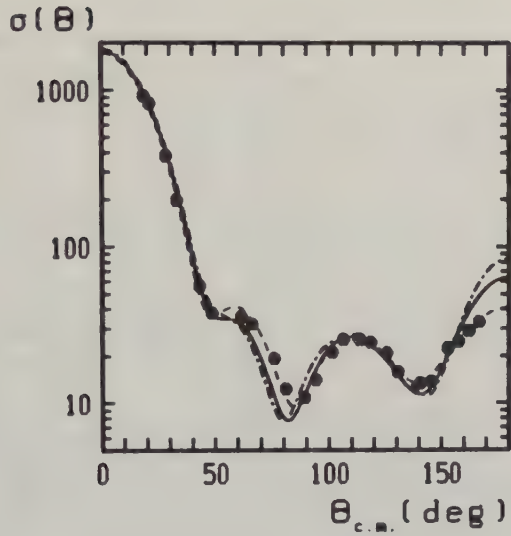


Abb.31 a: Beschreibung der Ar-Daten bei 11 MeV

—: Der gemeinsame Parametersatz D

----: C-best Argon

-.-.-: Tornow original

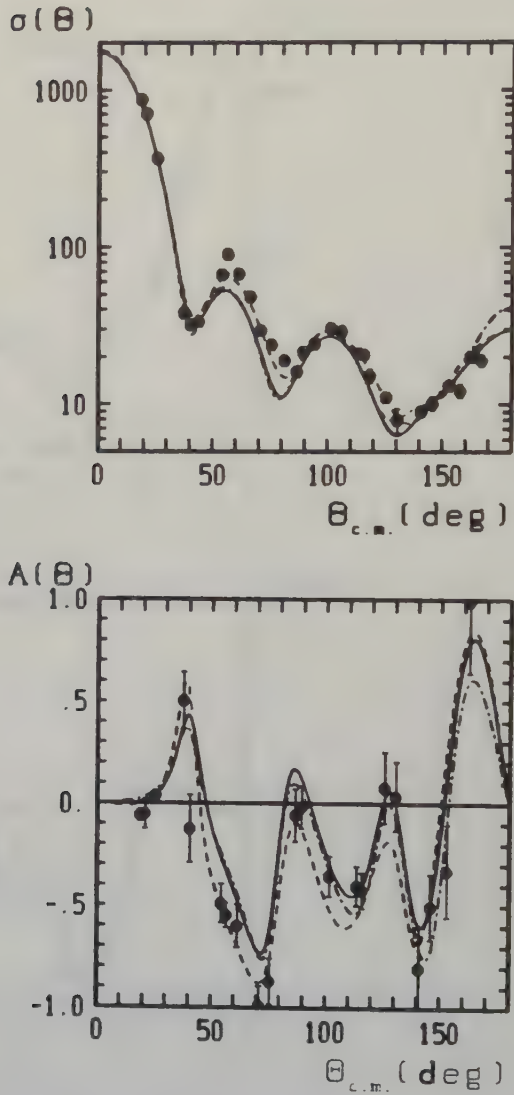


Abb.31 b: Beschreibung der Ar-Daten bei 13.5 MeV

—: Der gemeinsame Parametersatz D

----: C-best Argon

-.-.-: Tornow original

Die Ergebnisse seien kurz aufgelistet:

1. Die Potentiale unterscheiden sich nicht wesentlich von W. Tornows Ergebnissen und von den Ar-Rechnungen.
2. Alle Geometrien finden ebenfalls eine Art Mittelwert aus W. Tornows Ergebnissen, die sich aus einer Mittelung über seine drei Einschüßergien rekrutieren und den Ar-Bestfits.
3. Die Geometrien des imaginären Spin-Bahn-Potentials wurden in Anlehnung an W. Tornows Analyse gleich der reelen Spin-Bahn-Geometrien im Fit gewählt.

Der Parametersatz D scheint also von beiden angesprochenen Datensätzen jeweils einige geeignete Beschreibungen zu wählen, um in der Gesamtaussage zu einem kleinen χ^2 kommen zu können.

1.4.2 Die Bestimmung der isospinabhängigen Anteile der Potentiale

Da es sich bei ^{40}Ca und ^{40}Ar um zwei Isobare handelt, und da die beiden analysierten Energiebereiche zusammenfallen, liegt es nahe, die isospinabhängigen Anteile der Potentiale zu bestimmen. Real- und Imaginärteil stellen sich für Neutronen wie folgt dar:

$$V = V_0 - V_1 \cdot E \pm V_2 \frac{N-Z}{A}$$

$$W = W_0 + W_1 \cdot E \pm W_2 \frac{N-Z}{A}$$

Damit die Potentialtiefen für ^{40}Ca und ^{40}Ar vergleichbar waren, wurde der Satz D verwendet, der sich schon auf eine gemittelte Geometrie stützt. Voraussetzung für solche Rechnungen ist, daß V_2 und W_2 massen- und kern-unabhängige Größen sind. Untersuchungen zeigen jedoch, daß aus Protonen- und Neutronenstreudaten keine sehr zuverlässige Bestimmung möglich ist. Zur Bestimmung dieser Konstanten wurden Einzelfits mit beiden Kernen separat durchgeführt, wobei alle Geometrieparameter gleich gehalten wurden. Dabei waren V und W freigegeben. Aus den gewonnenen Ergebnissen berechnet sich dann V_2 zu $16.8 \text{ MeV} \pm 3.5 \text{ MeV}$ und W_2 zu $0 \text{ MeV} \pm 1.7 \text{ MeV}$. Eine Begründung für die Kleinheit von W_2 mag darin gefunden werden, daß es sich bei ^{40}Ca nicht unbedingt um einen ideal geschlossenen Kern handelt, sondern auch eine gewisse 2-Teilchen-2-Lochstruktur wie bei ^{40}Ar vorherrschen kann, was natürlich die beiden Kerne sehr ähnlich werden läßt und die Isospinabhängigkeit der Potentiale stark dämpft.

1.4.3 Die Tiefe des W_{so} und die Bestimmung der Größen a_{so} und r_{wso}

Da die Ca-Daten und die Ar-Daten die Existenz eines imaginären Spin-Bahn-Potentials unterstützen, wurde folgende Rechnung durchgeführt, die die Genauigkeit des im Parametersatz D angegebenen Wertes von W_{so} rechtfertigt. Wie vorher wurden die Parameter V , W , r_w , V_{so} , r_{so} , a_{so} freigegeben und ein Grid über W_{so} gerechnet. Die Tiefe des W_{so} mit seiner Energieabhängigkeit, und damit sein absoluter Wert für jede Einschubenergie des analysierten Intervalls wird durch diese Rechnung scharf herausgestellt. Damit gilt für W_{so} (von E):

$$W_{so}(E) = W_{so}(0) - dE \quad \text{mit } W_{so}(0) = 7.68 \text{ MeV} \\ \text{und } d = 0.56$$

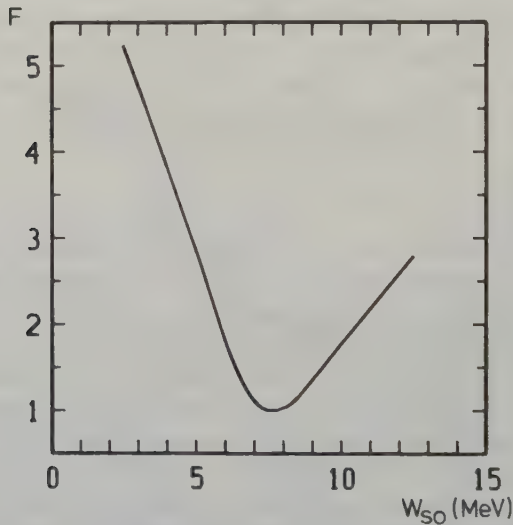


Abb.32: F über W_{so} . Die Kurve besteht aus 8 Rechnungen

Wie gut sich die reele Spin-Bahn-Diffuseness a_{so} festlegen läßt, wird ebenfalls in einem Grid untersucht. Als eindeutiges Ergebnis können Werte für a_{so} größer 0.5 fm ausgeschlossen werden. Somit sind auch bei der gemeinsamen Untersuchung von Argon und Calcium große Werte für a_{so} , wie sie von Rapaport mit 0.75 fm vorgeschlagen wird, ausgeschlossen.

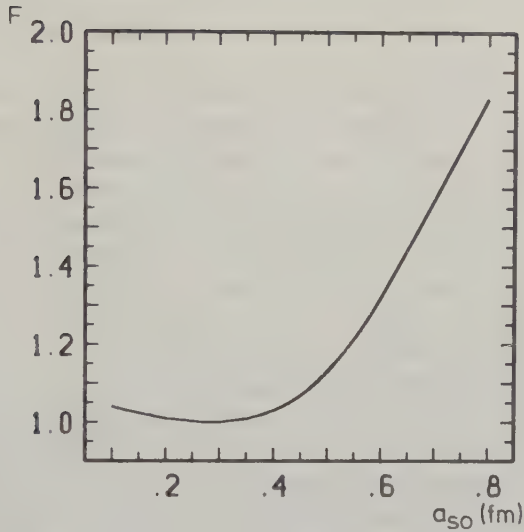


Abb.33: F über a_{SO} . Die Kurve besteht aus 8 Rechnungen, freigegeben waren V , a_V , W , r_W , V_{SO} , r_{SO} , W_{SO}

Um die Tendenz des imaginären Spin-Bahn-Radius r_{wso} eindeutig größere Werte anzunehmen als r_{so} , zu überprüfen, wie dies beim Argon der Fall ist, wurde ausgehend vom gemeinsamen Parametersatz D unter Konstanthaltung des χ^2 ein Parametersatz D^* erzeugt, bei dem r_{wso} zu 1.17 fm wird und damit etwas größer als $r_{so} = 1.074$ fm ist.

Für r_{wso} ergibt sich ein sehr flaches Minimum im χ^2 zwischen 1 und 1.2 fm. Damit kann keine allgemein gültige Aussage zu r_{wso} gemacht werden, da bei der gemeinsamen Analyse sein Wert eindeutig gegenüber dem aus der singulären Argonanalyse reduziert wird.

V /MeV	a	r_v /fm	a_v /fm
51.02	0.20	1.226	0.635
W /MeV	b	r_w /fm	a_w /fm
4.05	0.16	1.295	0.589
V_{so} /MeV	c	r_{so} /fm	a_{so} /fm
3.90	0	1.074	0.277
W_{so} /MeV	d	r_{wso} /fm	a_{wso} /fm
7.71	0.56	1.167	0.276

Tabelle 7: Der gemeinsame Parametersatz D*. Der reelle und imaginäre Spin-Bahn-Radius unterscheiden sich etwas. Das W_{so} ist mit der vorher definierten Energieabhängigkeit angegeben. Das erreichte χ^2 beträgt 5.31

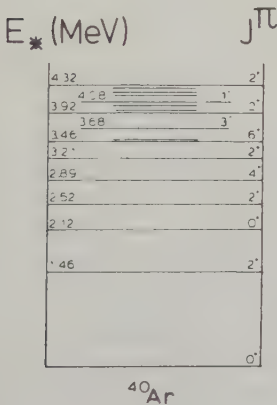
Zusammenfassend kann gesagt werden:

1. Die gemeinsame Analyse von Argon und Calcium führen zu dem gleichen Ergebnis wie die Einzeluntersuchungen. Die Einführung eines W_{so} mit gleichem Vorzeichen wie V_{so} im betrachteten Energiebereich ist unumgänglich.
2. Die ermittelten Tiefen für W_{so} bei den einzelnen Energien unterscheiden sich etwas von der Argonanalyse und tendieren mehr zu denen von W. Tornow am Calcium bestimmten Werten. Unter Verwendung der bestimmten Energieabhängigkeit kommt ein Nulldurchgang von W_{so} im Rahmen des Fehlers bei 14 MeV Einschußenergie zu liegen. Bei höheren Energien wäre dann W_{so} negativ und mit steigender Energie weiter fallend.
4. Bei der gemeinsamen Analyse kann ein r_{wso} von 1.17 fm vertreten werden, der aber nur etwas größer ist als r_{so} mit 1.07 fm. Damit ist eine Verallgemeinerung des aus den Argondaten bestimmten großen r_{wso} von 1.38 fm nicht möglich.

2 Die inelastische Streuung

2.1 Coupled-Channels-Analyse des 2^+ -Zustandes von Argon

Die folgende Untersuchung beschäftigt sich mit dem ersten 2^+ -Zustand ($E^* = 1.46$ MeV) des Argons ausgehend von den durch das Experiment gewonnenen diff. Wirkungsquerschnitten dieses 2^+ -Zustandes. Eine Berücksichtigung der Analysierstärken der inelastischen Streuung kam wegen der großen statistischen Fehler nicht in Betracht. In Abb.34 ist ein Ausschnitt des Termschemas von ^{40}Ar dargestellt.



Im Anregungsspektrum sind die Abstände $0^+ - 2^+$ und $2^+ - 4^+$ gleich groß, also typisch für einen Vibrator. Auch ist die Deformation dieser Zustände relativ klein (Rus 71), (Sen 75), (Fab 80). Somit wurden C-C-Rechnungen mit dem Programm ECIS 79 (Ray 79) im Vibratormodel zweiter Ordnung gerechnet.

Abb.34: Ausschnitt des Termschemas von ^{40}Ar . Entnommen (End 78)

2.2 Die Bestimmung der β_c -Werte

Dazu wurde von den Ergebnissen der elastischen Analyse (Parametersätze B und C) ausgegangen. Folgende Fitmethode wurde zur Bestimmung der β_c -Werte benutzt: Zuerst wurde V und W unter Beibehaltung aller bestehenden Parameter nachgefittet. Dann wurde a_v freigegeben, welches bei beiden Energien seinen aus den elastischen Daten bestimmten Wert behielt. Im 3. Schritt wurde a_{s0} freigegeben, um auch hier eine durch das Ankoppeln des 2^+ -Zustandes auftretende Unsicherheit dieser Größe auszuschließen. Im 4. Schritt wurden dann V, W und β_c freigegeben, danach noch einmal W_{s0} nachgefittet. Alle Potentiale waren dabei deformiert, wobei der Spin-

Bahn-Anteil eine 1.5 mal größere Deformation bekam, als die übrigen. Bemerkt sei, daß auch Probefits mit gleicher Deformation aller Potentiale durchgeführt wurden, wie von (Hin 68) und (Rus 71) vorgeschlagen. Da zur Auswertung aber wie oben erwähnt keine Analysierstärke des 2^+ -Zustandes vorhanden war, ergaben sich nur unwesentliche Änderungen im χ^2 . Die Analysierstärke des 2^+ -Zustandes ist ja besonders auf die Deformation β_{so} des Spin-Bahn-Potentials sensitiv. Bei allen Fits ist der diff. Wirkungsquerschnitt mit 0.1, die Analysierstärke des Grundzustandes mit 1.0 und der diff. Wirkungsquerschnitt des ersten angeregten Zustandes mit 0.5 gewichtet. Den folgenden Rechnungen liegt der Parametersatz C aus der elastischen Analyse zugrunde. Für die beiden Einschüßenergien ergeben sich nach der oben beschriebenen Fitmethode die beiden Sätze C-11 und C-13.5.

E (n)/MeV	V /MeV	r_v /fm	a_v /fm
11	49.90	1.194	0.639
13.5	48.96	"	"
	W /MeV	r_w /fm	a_w /fm
11	4.49	1.305	0.620
13.5	4.75	"	"
	V_{so} /MeV	r_{so} /fm	a_{so} /fm
11	5.73	0.935	0.527
13.5	"	"	"
	W_{so} /MeV	r_{wso} /fm	a_{wso} /fm
11	1.58	1.376	0.261
13.5	1.41	"	"
$\beta_c = 0.23 \quad \beta_{so} = 1.5 \beta_c$			

Tabelle 8: Parametersätze für die inelastische Neutronenstreuung. Das χ^2 bei 11 MeV beträgt 1.98 und bei 13.5 MeV 2.04

Um eine Fehlerabschätzung der β_c -Werte zu erhalten, wurden sie um ihren Bestwert variiert. Die beiden folgenden Rechnungen zeigen das Ergebnis.

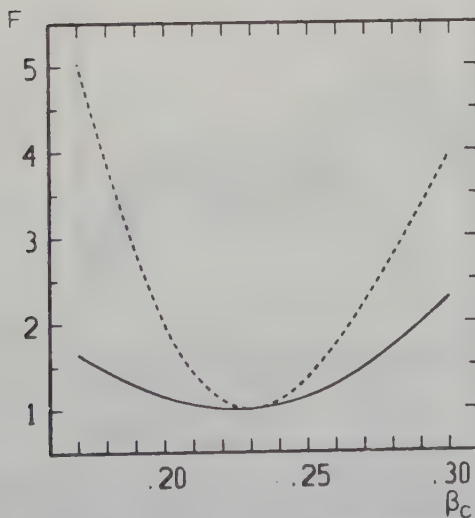
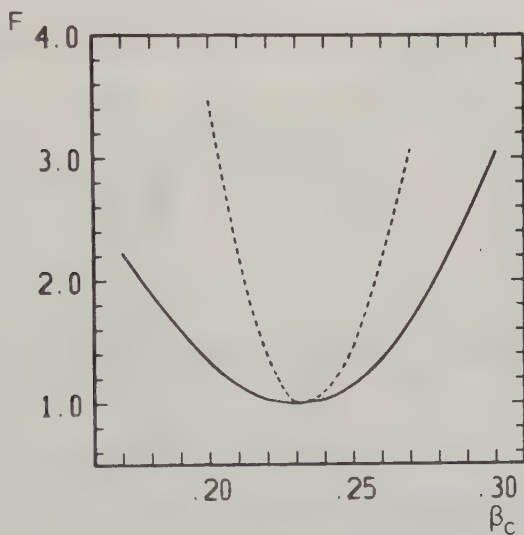
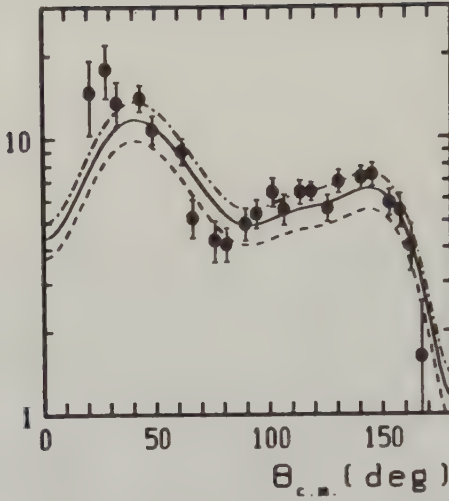


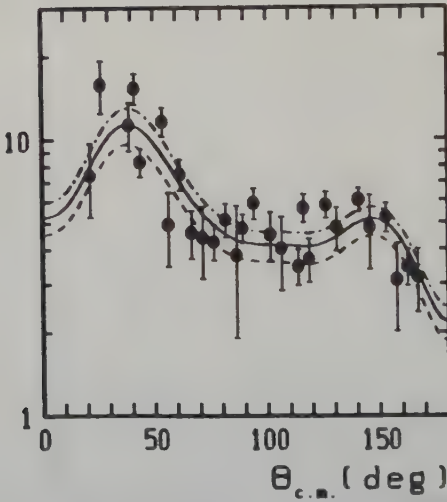
Abb.35 a und b: F über β_c bei 11 und 13.5 MeV. Die Kurven bestehen aus jeweils 10 Rechnungen, freigegeben waren V und W .
 — : χ^2_{gesamt} , ---- : χ^2 vom 2^+ -Zustand

$\sigma(\theta)$



$E(n) = 11 \text{ MeV}$

$\sigma(\theta)$



$E(n) = 13.5 \text{ MeV}$

Abb.36 a und b: Die Beschreibung des diff. Wirkungsquerschnittes des 2^+ -Zustandes mit verschiedenen Werten von β_c . Nachgefittet wurden V und W. —: $\beta_c = 0.23 = \text{best}$, ----: $\beta_c = 0.21$
- · - · -: $\beta_c = 0.25$

Damit ist beim Argon β_c für Neutronen-, Protonen- und Deuteronenanregung vergleichbar (Hin 68), (Rus 71), (Sen 75).

2.3 Bemerkungen zum imaginären Spin-Bahn-Potential

Da eine starke Korrelation der Spin-Bahn-Deformation β_{so} mit dem W_{so} besteht (Böt 83,1), kann bei der Betrachtung der Analysierstärke des ersten angeregten Zustandes die Wahl des einen Parameters den anderen kompensieren und umgekehrt. Im zitierten Beispiel wurde der Wert für die Tiefe von W_{so} zu 0 bestimmt. Daher war es möglich, die Größe β_{so} näher festzulegen.

Um am Beispiel des Argons die aus der elastischen Streuung gewonnenen Aussagen über W_{so} halten zu können, wurden folgende beiden Rechnungen durchgeführt: Abb.37 a und b zeigen F über β_{so} bei 11 und 13.5 MeV; nachgefittet wurde nur W_{so} .

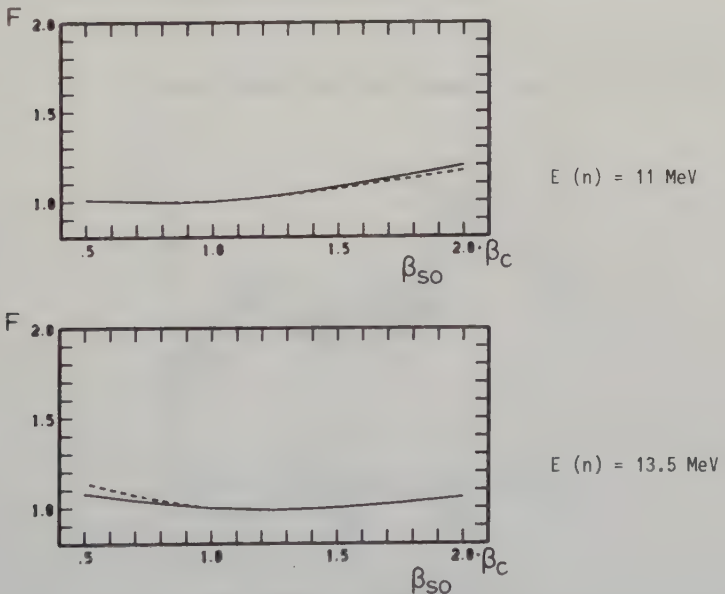
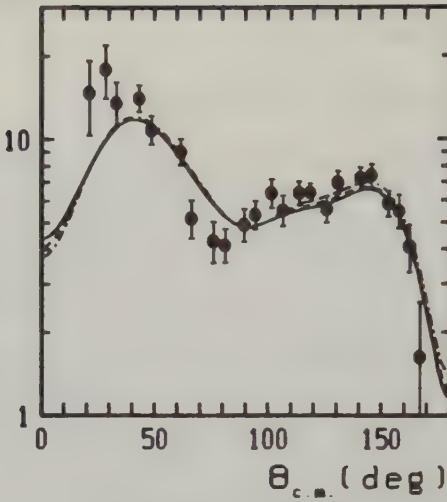


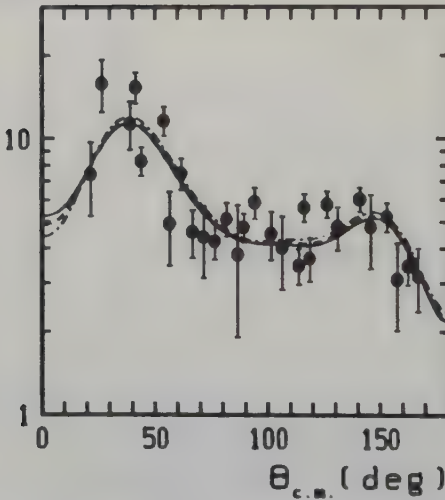
Abb.37 a und b: F über β_{so} . — : F für die Analysierstärke des Grundzustandes, ---- : F für den 2⁺-Zustand

$\sigma(\theta)$



$E(n) = 11 \text{ MeV}$

$\sigma(\theta)$



$E(n) = 13.5 \text{ MeV}$

Abb.38 a und b: Die Beschreibung des diff. Wirkungsquerschnitts des 2^+ -

Zustandes mit verschiedenen Werten von β_{so} .

—: $\beta_{so} = 0.33$, - - - - : $\beta_{so} = 0.23$,

- · - · - : $\beta_{so} = 0.11$

Im Bereich $\lambda : 0.8 < \lambda < 1.8$ mit $\lambda : \beta_{so} = \lambda \cdot \beta_c$ bleibt F konstant. Damit hat die nicht gemessene Analysierstärke des 2^+ -Zustandes keinen Einfluß auf die Bestimmung von W_{so} . Die Observablen der elastischen Streuung reichen also zur Festlegung von W_{so} aus. Hingegen ist die Analysierstärke der inelastischen Streuung eine geeignete Observable, um β_{so} bestimmen zu können. Eine Prozedur zur Bestimmung von β_{so} erfordert also im ersten Schritt die Festlegung des imaginären Spin-Bahn-Potentials aus einer Analyse der elastischen Streuung.

Auch ändert sich an den Aussagen über die Geometrien von W_{so} durch Hinzunahme des 2^+ -Zustandes nichts. Alle Rechnungen favorisieren einen imaginären Spin-Bahn-Radius, welcher eindeutig größer ist, als r_{so} . Die Größe a_{wso} tendiert auch wie im elastischen Fall zu Werten von a_{so} hin.

Zusammengefaßt kann gesagt werden:

1. Die β_c -Werte lassen sich gut zu 0.23 ± 0.02 bestimmen.
2. Bei der inelastischen Analyse ergeben sich ebenfalls unterschiedliche Geometrien für Real- und Imaginäranteil des Spin-Bahn-Potentials, wobei r_{wso} eindeutig größer ist, als r_{so} .

VI Schlußbemerkung

Die Analyse der Reaktion $^{40}\text{Ar}(\pi, n_{0,1})$ zeigt, daß das hierfür entwickelte Target und die optimierte Gesamtapparatur geeignet sind, die Steuerung mit polarisierten Neutronen durchzuführen. Die gemessenen Daten lassen zuverlässige Aussagen über die Existenz und die Geometrieparameter eines imaginären Spin-Bahn-Potentials zu.

Die Größe a_{so} bestimmt sich eindeutig zu kleineren Werten um 0.5 fm, als vom globalen Parametersatz (Rap 79) mit 0.75 fm vorgeschlagen.

Die gewonnenen Aussagen über das komplexe Spin-Bahn-Potential stimmen mit theoretischen Vorhersagen überein, die beiden Potentialanteile mit unterschiedlichen Geometrien beschreiben zu müssen. Zu der im gemessenen Energieintervall als positiv bestimmten Größe W_{so} mit einer Energieabhängigkeit, die einen Nulldurchgang bewirkt, finden sich in der Theorie keine Anhaltspunkte.

Anhang A

Die experimentellen Daten bei 11 MeV Neutronenenergie

χ_{cm}	$d\sigma/d\Omega /$ mb	$\Delta\sigma /$ mb	R_y	ΔR_y	$d\sigma/d\Omega /$ mb (2°)	$\Delta\sigma /$ mb
18.8	925.20	9.25	-.007	.018		
21.2	824.24	8.23	-.032	.016	14.75	4.42
28.3	383.01	3.83	.015	.019	17.93	3.94
33.2	199.26	1.99	.060	.023	13.56	2.47
43.2	56.63	1.13	.183	.043	14.09	1.54
48.7	37.98	.75	-.083	.049	10.83	1.29
61.5	35.70	.78	-.794	.048	9.04	.99
66.2	32.16	.70	-.901	.045	5.19	.82
76.0	19.44	.57	-.824	.065	4.30	.73
81.0	12.37	.43	-.857	.061	4.16	.58
89.3	10.87	.39	-.402	.096	4.93	.66
94.4	14.18	.47	-.414	.076	5.35	.63
101.6	21.16	.59	-.307	.062	6.40	.75
106.4	25.67	.60	-.433	.052	5.55	.71
113.7	25.68	.51	-.188	.046	6.40	.64
118.6	24.58	.49	-.147	.045	6.43	.48
125.8	21.01	.59	-.369	.064	5.60	.61
130.7	16.01	.47	-.372	.069	6.99	.66
140.7	13.47	.46	-.970	.080	7.21	.68
145.6	13.71	.45	-.717	.080	7.40	.70
153.0	22.48	.51	.174	.053	5.86	.64
157.7	24.89	.57	.555	.055	5.51	.77
162.4	29.14	.87	.623	.072	4.09	.80
167.0	33.15	.92	.725	.073	1.62	.94

Anhang A

Die experimentellen Daten bei 13.5 MeV

θ_{cm}	$d\sigma/d\Omega /$ mb	$\Delta\sigma /$ mb	θ_y	$\Delta\theta_y$	$d\sigma/d\Omega /$ mb (2*)	$\Delta\sigma /$ mb
18.6	873.46	8.76	-0.058	.029		
21.0	708.72	7.10	-0.052	.072	7.45	2.22
25.7	368.43	11.06	* .038	.005	15.64	3.42
37.6	38.09	1.15	.503	.139	11.33	2.26
* 40.6	31.99	1.61	* -.125	.166	* 15.36	1.99
43.9	33.59	.67			8.29	.99
54.2	66.64	2.00	-4.90	.095	11.64	1.39
* 56.6	89.76	1.81	* -.548	.060	* 4.93	1.47
61.3	67.49	1.35	-6.00	.104	7.49	.96
66.2	48.37	2.42			4.60	.91
* 71.0	29.56	1.19	* -.990	.095	* 4.40	1.28
75.7	23.97	.72	-8.73	.112	4.27	.63
81.2	18.90	.76			5.12	.71
* 86.8	16.13	.81	* -.056	.129	* 3.62	1.91
89.4	21.45	.64	-0.019	.103	4.78	.57
94.3	24.15	.97			5.88	.76
101.5	30.42	.61	-3.56	.096	4.52	.90
106.4	29.29	1.76			4.03	1.20
113.6	21.01	.63	-4.04	.096	3.47	.51
* 116.0	20.81	.63	* -.426	.086	* 5.65	.66
118.3	15.16	1.52			3.69	.66
125.6	11.05	.44	.078	.174	5.80	.63
130.7	7.97	1.44	* .036	.168	4.79	.86
140.9	8.97	.45	-6.04	.199	6.03	.60
145.9	10.14	1.02	* -.505	.159	4.81	1.43
153.0	13.10	.66	-3.29	.226	5.22	.63
157.8	12.20	1.22			3.10	1.06
162.2	19.99	1.20	.990	.349	3.46	.52
167.1	19.04	1.71			3.18	.82

Die mit * gekennzeichneten Winkel wurden mit dem Glasdewar als Argon-target gemessen.

Anhang A

Zuordnung der experimentellen Werte der polarisierten Neutronenstreuung zu verschiedenen experimentellen Gegebenheiten

Streuer	Deuteronen- polarisation	Neutronen- polarisation	Meßzeit	Energie MeV
Glasdewar	0.42	0.40 *	Apr. '83	13.5
Aludewar	0.36	0.34 *	Okt. '83	13.5
Aludewar	0.50	0.48 *	Feb. '84	11
He-Polarim.	0.47	0.42 ± 0.04	Apr. '84	13

* : Die aus der gemessenen Deuteronenpolarisation nach (Lis 75) errechnete Neutronenpolarisation

Anhang B

Das Helium-Hochdruckpolarimeter

Zur Bestätigung der über die gemessene d-Polarisation gewonnenen n-Polarisation wurde ein ^4He -Hochdruckpolarimeter verwendet (Jau 82).

Es besteht aus einem VA-Druckgefäß mit 980 cm^3 Volumen unter 150 bar Helium. Die Auskopplung der Lichtsignale geschieht über ein 2 cm dickes Quarzfenster an einen Photomultiplier. Zur Verbesserung der Lichtausbeute sind etwa 8 % Reinstxenon dem Helium beigemischt.

Das Polarimeter stand bei dem Experiment 4,8 m vom Kollimatorende entfernt. Der Winkel zwischen Neutronenrichtung und jedem Detektor beträgt $\theta_{\text{Lab}} = 112,5^\circ$, der Abstand der Detektoren zum Streuer 0.675 m.

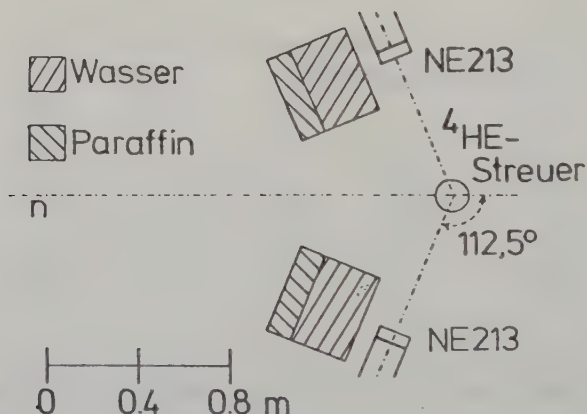


Abb. 39: Der Aufbau des He-Hochdruckpolarimeters

Das Ergebnis der Messung ist in der Tabelle, Zuordnung der experimentellen Werte, im Anhang A aufgezeigt.

Bei der Auswertung der Polarisationsdaten ergaben sich folgende Schwierigkeiten:

Die Einstellung der im He-Zweig eingebauten Constant-Fraction-Schwelle gestaltet sich als schwierig. Sie sollte vor allem das Kontinuum der vom d-d-Aufbruch stammenden Neutronen abschneiden. Dennoch war ein Überlapp des Aufbruchneutronen-Kontinuums mit dem Peak der elastisch gestreuten Neutronen nicht völlig zu verhindern. Dadurch konnte nur ein kleiner Teil des Integrals ausgewertet werden. Dies geschieht so, daß man links und rechts vom Peakmaximum nur einige Kanäle im Spektrum mitnimmt. Die sich daraus ergebenden kleinen Zählraten haben dann bei der ohnehin schon niedrigen Statistik einen großen Fehler.

Für nachfolgende Polarisationsmessungen wäre eine zweidimensionale Aufnahme (Heliumrückstoß über Flugzeit) geeignet, da dann eine bessere Separation der beiden Neutronenenergien möglich wird.

Anhang C Erzeugte Parametersätze

Satz	V_0	a	r_v	a_v	W_0	b	r_w	a_w	V_{so}	c	r_{so}	a_{so}	$W_{so}/0$	d	r_{wso}	a_{wso}	χ^2
A	51.13	0.21	1.204	0.691	3.67	0.14	1.249	0.643	5.22	0	1.047	0.330	-	-	-	-	4.68
B	51.34	0.21	1.201	0.666	4.05	0.14	1.280	0.620	5.03	0	1.065	0.427	2.28	0.07	1.065	0.427	2.80
C	51.66	0.21	1.194	0.639	3.83	0.14	1.305	0.620	5.73	0	0.935	0.527	2.39	0.07	1.376	0.262	1.97
D	51.08	0.20	1.224	0.638	3.96	0.16	1.268	0.608	4.08	0	1.079	0.333	7.68	0.56	1.079	0.333	5.33
D*	51.08	0.20	1.226	0.635	4.05	0.16	1.295	0.589	3.90	0	1.074	0.277	7.71	0.56	1.167	0.276	5.31

Verwendete Parametersätze

W. Tornow															
V_0	a	r_v	a_v	W_0	b	r_w	a_w	V_{so}	c	r_{so}	a_{so}	$W_{so}/0$	d	r_{wso}	a_{wso}
52.9	0.37	1.24	0.62	4.30	0.133	1.26	0.60	3.2	0	1.09	0.27	6.4	0.43	1.09	0.27

mit: $V = V_0 - aE$, $W = W_0 + bE$, $W_{so} = W_{so}/0 - dE$ Potentiale in MeV, Geometrien in fm

Rapaport Global-Set-A										
V (E)		r _v	a _v	W (E)		r _w	a _w	V _{so}	r _{so}	a _{so}
V ₁₁ 48.50		1.198	0.663	W ₁₁	7.4	1.295	0.59	6.2	1.01	0.75
V _{13.5} 47.72				W _{13.5} 8.4						
P. Guss										
V ₁₁ 50.44		1.169	0.689	W ₁₁	7.14	1.250	0.616	6.12	1.047	0.50
V _{13.5} 49.69				W _{13.5} 6.89						

Potentiale in MeV, Geometrien in fm

Literatur

- Aus 70 N. Austern, Direct Nuclear Reaktion Theories, New York, 1970
- Bea 67 P. L. Beach et al., Phys. Rev., Vol. 156,4, 1201 (1967)
- Bla 83 H. Blank, Diplomarbeit, Erlangen 1983
- Bla 85 H. Blank, J. Böttcher, E. Finckh, C. Forstner, K. Geißdörfer, N. Holzer, W. Jaumann, G. Schall, U. Schneiderei, A. Weipert, Nucl. Instr. a. Meth., to be published
- BNL 325 Brookhaven National Laboratory, Neutron Cross Sections Vol. II, 1976
- Böt 83,1 J. Böttcher, Dissertation, Erlangen 1983
- Böt 83,2 J. Böttcher et al., J. Phys. G: Nucl. Phys. 9 (1983) L. 65
- Böt 84 J. Böttcher et al., Nucl. Instr. a. Meth., 219 (1984) 369 - 375
- Bri 78 F. A. Brieva a. J. R. Rook, Nucl. Phys. A 297 (1978) 206 - 230
- Byr 84 R. C. Byrd et al., Nucl. Phys. A 427 (1984) 36
- Cla 82 B. C. Clark et al., Contr. to the Int. Conf. on Nucl. Struc. Amsterdam, 1982
- End 78 P. M. Endt a. C. van der Leun, Nucl. Phys., A 310 (1978) 559
- Fab 80 E. Fabrici et al., Phys. Rev. C 21, (1980), 844
- Flo 81 C. E. Floyd et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1042
- Gei 84 K. Geißdörfer, Diplomarbeit, Erlangen, 1984
- Gus 82 P. P. Guss, Phys. Rev. C 25 (1982) 2854 and private communication
- Hal 77 P. J. van Hall et al., Nucl. Phys. A 291 (1977) 63
- Hin 68 F. Hinterberger, Nucl. Phys. A 115 (1968) 570
- Hod 71 P. E. Hodgson, Nucl. Reactions a. Nucl. Struct., Oxford Univ. Press, London, 1971
- Jac 70 D. F. Jackson, Nuclear Reactions, Methuen & Co., London, 1970

- Jau 82 W. Jaumann, Diplomarbeit, Erlangen, 1982
- Lee 84 H. Leeb, Private Communication, Erlangen 1984
- Lin 84 R. Lin, Diplomarbeit, Erlangen, 1984
- Lis 75 P. W. Lisowski et al., Nucl. Phys. A 242 (1975) 298
- Mac 78 R. S. Mackintosh a. A. M. Kobos, J. Phys. G: Nucl. Phys. 4/6 (1978) L 135
- Oer 69 W. T. H. van Oers a. J. M. Cameron, Phys. Rev. 184 (1969) 1061
- Oer 71 W. T. H. van Oers, Phys. Rev. C 3 (1971) 1550
- Oer 74 W. T. H. van Oers et al., Phys. Rev C 10 (1974) 307
- Rap 79 J. Rapaport et al., Nucl. Phys. A 330 (1979) 15
- Ray 79 J. Raynal, Computer Code ECIS 79, Saclay, 1979
- Rus 71 A. Rush et al., Nucl Phys. A 166 (1971) 378
- Sat 67 G. R. Satchler, Nucl. Phys. 92 (1967) 273
- Sch 82 G. Schall, Diplomarbeit, Erlangen 1982
- Sch 77 S. Schneider, Dissertation, Erlangen 1977
- Sen 76 S. Sen a. S. E. Darden, Nucl. Phys. A 266 (1976) 173
- Sta 82 K. Stauber, Diplomarbeit, Erlangen 1982
- Swi 68 R. de Swiniarski et al., Bull. Am. Phys. Soc. 13 (1968) 1663
- Tam 65 T. Tamura, Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 679
- Tor 82 W. Tornow et al., Nucl. Phys. A 385 (1982) 373
- Urb 79 P. Urbainsky, Jahresbericht 77 - 78 d. Phys. Inst. Erlangen
- Wei 81 A. Weipert, Diplomarbeit, Erlangen 1981
- Wei 85 A. Weipert, Dissertation, Erlangen 1985
- Woy 83 E. Woye et al., Nucl. Phys. A 394 (1983) 139

Allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, sei mein Dank ausgesprochen.

Herrn Prof. Dr. E. Finckh für die Anregung zu dieser Arbeit, für sein Interesse am Fortgang und für seine Bereitschaft, alle Probleme zu diskutieren und an deren Lösung mitzuarbeiten.

Herrn Dr. J. Böttcher für seine wertvollen Hilfen und Ratschläge im Besonderen bei der Analyse der Daten, und für die konstruktive Durchsicht der Arbeit.

Herrn Dipl.-Phys. A. Weipert als Mitdoktorant für seine große Kameradschaft, alle Probleme bei der Erstellung der Rechenprogramme tatkräftig zu lösen.

Herrn Dipl.-Phys. K. Geißdörfer und Herrn Dipl.-Phys. R. Lin für ihren großen Einsatz und für ihr freundschaftliches Interesse bei allen anstehenden Aufgaben.

Allen derzeitigen und früheren Mitgliedern unserer Gruppe und im Besonderen Herrn Dr. W. Tornow vom Phys. Inst. der Universität Tübingen für die selbstlose Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

Herrn Dr. W. Schuster und Herrn Dipl.-Phys. R. Schmitt für ihre Mitarbeit an den Analyseprogrammen und für die Überlassung der von ihnen erstellten Plot-Routinen am RRZE.

Herrn Dr. H. Löh, Herrn Dipl.-Phys. R. Schmidt und Herrn D. Strasser für ihren Einsatz an der Erlanger LSQ.

Herrn Dr. H. Leeb aus Wien und Herrn Dr. J. Raynal vom Centre d'Etude Nucléaire, Saclay für die Überlassung der Rechencodes GOMFIL und ECIS.

Den Operators des Tandemlabors und den Herren der Haustechnik für die sorgfältige Betreuung der zum Experiment notwendigen Infrastruktur, sowie den Leitern der Mechanik- und Elektronikwerkstätten Herrn Muhr, Herrn Heimpel und Herrn Merkel sowie deren Mitarbeitern für schnelle,

präzise Ausführung aller Aufträge und für ihre Bereitschaft, in technischen Fragen beratend zur Seite zu stehen.

Meinen Eltern und meiner Freundin Gisela für ihre große Geduld und letzterer auch für das Tippen der Arbeit.

Lebenslauf

Ulrich Karl Schneidereit

geboren am	2. Mai 1955 in Neustadt an der Orla
Eltern	Alfred Schneidereit, Kaufm. Angestellter und Lieselotte Schneidereit, geb. Mirka
Familienstand	ledig
Schulen	1961 - 1965 Knabenvolksschule Nördlingen 1965 - 1974 Theodor - Heuss - Gymnasium Nördlingen Reifezeugnis Juni 1974
Wehrdienst	1974 - 1975 Grundwehrdienst in Donauwörth und Dillingen
Studium	1975 -1981 Studium der Physik in Erlangen Diplomvorprüfung Feb. 1978 Diplomhauptprüfung Mai 1981
Stellungen	seit 1.6.1981 wiss. Mitarbeiter am Physi- kalischen Institut der FAU Erlangen-Nürn- berg

